

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II



**LA MEZCLA TURBULENTA POR CONVECCIÓN
GRAVITATORIA: MODELIZACIÓN EXPERIMENTAL Y
APLICACIÓN A SITUACIONES ATMOSFÉRICAS**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Pilar López González – Nieto

Bajo la dirección del doctor

José Leandro Cano Marchante

Madrid, 2005

ISBN: 978-84-669-2554-9

© Pilar López González–Nieto, 2004

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II
(Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera)



**LA MEZCLA TURBULENTA POR
CONVECCIÓN GRAVITATORIA:
MODELIZACIÓN EXPERIMENTAL Y
APLICACIÓN A SITUACIONES
ATMOSFÉRICAS**

PILAR LÓPEZ GONZÁLEZ-NIETO

Madrid, Abril del 2004

*A Elena, mi madre, de quien aprendí la capacidad de trabajo, la
constancia, la multidisciplinariedad
y el amor por la naturaleza.*

*A Ramón, mi padre, de quien aprendí el orden, el sentido de la belleza y el
interés por el conocimiento.*

A Mariado y a Paco, por su amor y su amistad infinitos.

A Francisco, por su inteligencia llena de bondad, por ser el hombre que es.

Agradecimientos

Al Dr. D. José Leandro Cano Marchante, que me dio la oportunidad de investigar, por su dirección continua, sosegada y optimista que ha sido esencial para la finalización del presente trabajo. Agradecerle su implicación profunda durante el largo desarrollo de las investigaciones en las que se basan este trabajo, el buen concepto que de mi labor tiene y su ayuda en los momentos críticos.

Al Dr. D. José Manuel Redondo Apraiz, Departamento de Física Aplicada de la Universidad Politécnica de Cataluña, por haber proporcionado los primeros instrumentos que permitieron la construcción de los propios, por sus ideas y enseñanzas tanto teóricas como experimentales, por su ayuda en el aprendizaje de la utilización del digitalizador DigImage y por el seguimiento del presente trabajo que ha realizado a lo largo del tiempo.

Al Dr. D. Julio Tijero Miquel, director del Departamento de Ingeniería Química, por permitir la utilización de sus instalaciones e instrumentos que han posibilitado la fabricación del gel de sodiocarboximetil celulosa así como el estudio de su comportamiento reológico.

Al Dr. D. José Agustín García García del Departamento de Física de la Universidad de Extremadura por su valiosa labor en la obtención de los sondeos termodinámicos de la baja atmósfera realizados en el entorno de Almaranz.

Al Dr. D. Gregorio Maqueda Burgos (Departamento de Física de la Atmósfera, Astronomía y Astrofísica II) y al Dr. D. Carlos Yagüe Anguis (Departamento de Física de la Atmósfera, Astronomía y Astrofísica I) por sus opiniones, sugerencias e ideas que han proporcionado siempre que se les ha requerido su ayuda.

Al Dr. D. Gabriel Álvarez Galindo (Departamento de Física Teórica II) por analizar los planteamientos y desarrollos teóricos relacionados con algunas de las magnitudes físicas utilizadas en el presente trabajo.

A los Talleres de Apoyo a la Investigación de la Universidad Complutense de Madrid, especialmente a Onofre Martínez Gómez (Taller de Electrónica) y a Florentino Zapatera Aragón (Taller Mecánico) por el excelente trabajo realizado en la construcción de parte de los instrumentos necesarios para el desarrollo experimental del presente trabajo.

A Enrique Alonso Melquizo por su valiosa colaboración en la etapa inicial del montaje experimental.

Al Departamento de Física Matemática y Fluidos de la Universidad Nacional de Educación A Distancia por permitirme utilizar sus instalaciones, y especialmente al Dr. D. José Carlos Antoranz Callejo y al Dr. D. Juan Medina por iniciarme en el proceso de digitalización de los experimentos.

Al Departamento de Física Aplicada I (Termología) de la Universidad Complutense de Madrid por permitirme la utilización de sus laboratorios.

Al Departamento de Física Aplicada III (Electricidad y Electrónica) de la Universidad Complutense de Madrid por facilitarme el uso de sus osciloscopios durante el tiempo que ha sido preciso.

Al Aula de Informática y Artes Gráficas de la Facultad Ciencias de la Información de la Universidad Complutense de Madrid, especialmente a Fernando Ripoll Molines (Director) y a Emilio Oliveros Méndez (Responsable Técnico) por permitirme la utilización de sus instalaciones y de sus digitalizadores.

La Universidad Complutense de Madrid ha subvencionado parcialmente este trabajo mediante el proyecto “Complutense” PR 181/96-6757-96.

ÍNDICE

AGRADECIMIENTOS	iii
PRESENTACIÓN	ix
CAPÍTULO I INTRODUCCIÓN	
I.1 INTRODUCCIÓN	1
I.1.1 La Capa Superficial Atmosférica	4
I.2 MOTIVACIÓN Y OBJETIVOS	8
I.2.1 Observaciones en la naturaleza	12
CAPÍTULO II TEORÍA DE LA MEZCLA FLUIDA POR TURBULENCIA	
II.1 LA TURBULENCIA FLUIDA	18
II.2 LA TURBULENCIA ATMOSFÉRICA	21
II.2.1 Mezcla Turbulenta por Convección y por Cizalla	25
II.2.2 La Turbulencia en la Capa Límite Planetaria	27
II.2.3 El Análisis Teórico de un Flujo Turbulento	30
II.2.4 La Ecuación de la Energía Cinética Turbulenta	35
II.3 EL FENÓMENO DE LA MEZCLA ENTRE FLUIDOS	
II.3.1 La Mezcla Fluida	44
II.3.2 La mezcla turbulenta fluida bajo las condiciones de una estratificación estable	47
II.3.3 La mezcla turbulenta fluida bajo condiciones de estratificación inestable	50
II.3.3.1 La Inestabilidad de Rayleigh-Taylor	51
II.4 LA CONVECCIÓN	58
II.4.1 La Convección Libre con Variaciones de Concentración	62
II.4.2 Los Fenómenos Fluidos Convectivos	66
II.4.2.1 Los Penachos Turbulentos	68
II.4.2.2 La Corriente de Gravedad	75
II.4.3 Los Fenómenos Convectivos de la Capa Límite Planetaria	77
II.5 CARACTERÍSTICAS TEÓRICAS ASOCIADAS A LA SITUACIÓN EXPERIMENTAL	80
APÉNDICE II.1. El Sistema de Ecuaciones de un Flujo Turbulento	83

CAPÍTULO III EL MÉTODO EXPERIMENTAL

III.1	INTRODUCCIÓN	85
III.2	EL MODELO DE LABORATORIO	88
III.2.1	El Modelo Experimental	88
III.2.2	El Material de Laboratorio	93
III.2.3	El Procedimiento Experimental	101
III.2.4	La Red de Distribución para la Succión de las Sondas de Conductividad	114
III.2.4.1	El Tubo Venturi	115
III.2.4.2	El Conector Múltiple	122
III.2.4.3	El Vaso Regulador del Flujo	126
III.2.5	Reología del Gel de Sodiocarboximetil Celulosa	132
III.3	LOS DATOS EXPERIMENTALES	
III.3.1	Descripción de los Datos Experimentales	142
III.3.2	La Medida Experimental de la Densidad	144
III.3.2.1	La Sonda de Conductividad Por Succión	145
III.3.2.2	El Conductivímetro Multicanal	148
III.3.2.3	El Calibrado del Conductivímetro Multicanal	151
III.3.3	El Registro de las Imágenes Experimentales	161
III.3.3.1	La Digitalización	163
III.3.3.2	El Análisis de las Imágenes Digitalizadas	166
III.4	TIPOS DE ANÁLISIS	175

CAPÍTULO IV DESCRIPCIÓN CUALITATIVA DE LOS PROCESOS DE MEZCLA PARCIAL TURBULENTO

IV.1	DESCRIPCIÓN DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL CORRESPONDIENTE A UNA DISTRIBUCIÓN INESTABLE DE DENSIDAD	177
IV.1.1	Las Digitalizaciones del Proceso de Mezcla Parcial con una Distribución Inestable de Densidad	210
IV.1.2	Influencia de la Interfase Estable de Densidad	218
IV.2	DESCRIPCIÓN DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL CORRESPONDIENTE A UNA DISTRIBUCIÓN ESTABLE DE DENSIDAD	220
IV.3	DESCRIPCIÓN DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL CORRESPONDIENTE A UNA DISTRIBUCIÓN NEUTRA	227

CAPÍTULO V LOS PARÁMETROS EXPERIMENTALES CARACTERIZADORES DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL

V.1	INTRODUCCIÓN	240
V.2	LOS PARÁMETROS EXPERIMENTALES	241
V.2.1	El Número de Atwood	242

V.2.2	La Altura de la Capa Mezclada	244
V.2.3	El Concepto de Eficiencia de Mezcla	245
V.3	LA EFICIENCIA DE MEZCLA	247
V.3.1	Influencia de una Altura Inicial en la Capa Fluida Densa	252
V.3.2	Equivalencias en el Sistema Fluido	256
V.3.3	La Eficiencia de Mezcla bajo Condiciones Iniciales Inestables	259
V.3.4	Influencia del Estrato de Gel CMC	273
V.3.5	La Eficiencia de Mezcla bajo Condiciones Iniciales Estables	277
V.3.6	La Eficiencia de Mezcla bajo Condiciones Iniciales Neutras	285
V.4	LA ADIMENSIONALIZACIÓN DE LOS PARÁMETROS EXPERIMENTALES	290
	APÉNDICE V.1 Análisis del Proceso Sin Mezcla	294
	APÉNDICE V.2 Análisis del Proceso de Mezcla Completa	296
	APÉNDICE V.3 Comparación de los Tres Procesos de Mezcla	299
	 CAPÍTULO VI ANÁLISIS DE LOS PROCESOS DE MEZCLA PARCIAL BAJO CONDICIONES INESTABLES	
VI.1	EL ANÁLISIS GLOBAL DE LOS EXPERIMENTOS ASOCIADOS A UNA DISTRIBUCIÓN INESTABLE DE DENSIDAD	303
VI.2	COMPORTAMIENTO DE LA ALTURA DE LA CAPA MEZCLADA	305
VI.3	COMPORTAMIENTO DE LA EFICIENCIA DE MEZCLA	311
VI.4	EVOLUCIÓN TEMPORAL DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL	325
VI.4.1	Evolución Temporal de los Perfiles de Densidad	327
VI.4.2	Evolución Temporal de la Altura de la Capa Mezclada	346
VI.4.3	Evolución Temporal del Frente Convectivo de los Penachos Turbulentos	355
	APÉNDICE VI.1 Tablas de la Pendiente correspondiente a los Ajustes Lineales asociados a los Perfiles de Densidad de los Experimentos con Distribuciones Inestables de Densidad	366
	 CAPÍTULO VII ANÁLISIS DE LOS PROCESOS DE MEZCLA PARCIAL BAJO CONDICIONES ESTABLES Y NEUTRAS	
VII.1	EL COMPORTAMIENTO DE LA ALTURA Y LA EFICIENCIA DE MEZCLA	372
VII.2	LA EVOLUCIÓN TEMPORAL DE LOS PERFILES DE DENSIDAD	378
VII.3	LA EVOLUCIÓN TEMPORAL DE LA ALTURA DE LA CAPA MEZCLADA	389
VII.4	EVOLUCIÓN TEMPORAL DEL FRENTE CONVECTIVO DE LOS PENACHOS	396

CAPÍTULO VIII ANÁLISIS DE LAS SITUACIONES ATMOSFÉRICAS

VIII.1	INTRODUCCIÓN	410
VIII.2	DESCRIPCIÓN DE LOS DATOS ATMOSFÉRICOS	412
VIII.3	INTRODUCCIÓN AL PROBLEMA DE LA SEMEJANZA ENTRE UN MODELO EXPERIMENTAL Y UN FENÓMENO REAL	416
VIII.3.1	La Semejanza Hidrodinámica en la Convección	417
VIII.3.2	La Semejanza entre el Modelo de Laboratorio y el Fenómeno Atmosférico	422
VIII.4	LOS ESTRATOS ATMOSFÉRICOS	425
VIII.4.1	Criterios de Selección	429
VIII.4.2	Analogía entre la evolución del sistema fluido experimental y la de los estratos atmosféricos	439
VIII.4.3	Los Desplazamientos de Thorpe	447
VIII.5	EL PROCESO ATMOSFÉRICO	456
VIII.5.1	La evolución de los macroestratos atmosféricos	458

CAPÍTULO IX RESUMEN Y CONCLUSIONES

IX.1	RESUMEN Y CONCLUSIONES GENERALES	470
------	----------------------------------	-----

BIBLIOGRAFÍA	477
---------------------	-----

PRESENTACIÓN

La mayor parte de los flujos de fluidos geofísicos que existen en la naturaleza son turbulentos. Desde la capa límite de la atmósfera terrestre o capa límite planetaria hasta las corrientes en chorro de la alta troposfera o las nubes del tipo cúmulo, casi todos los fenómenos atmosféricos poseen movimiento turbulento. Análogamente, las corrientes de agua bajo la superficie de los océanos son turbulentas. El flujo laminar es una excepción en la dinámica de los fluidos de la naturaleza que sólo aparece si las dimensiones o las velocidades son pequeñas o las viscosidades altas.

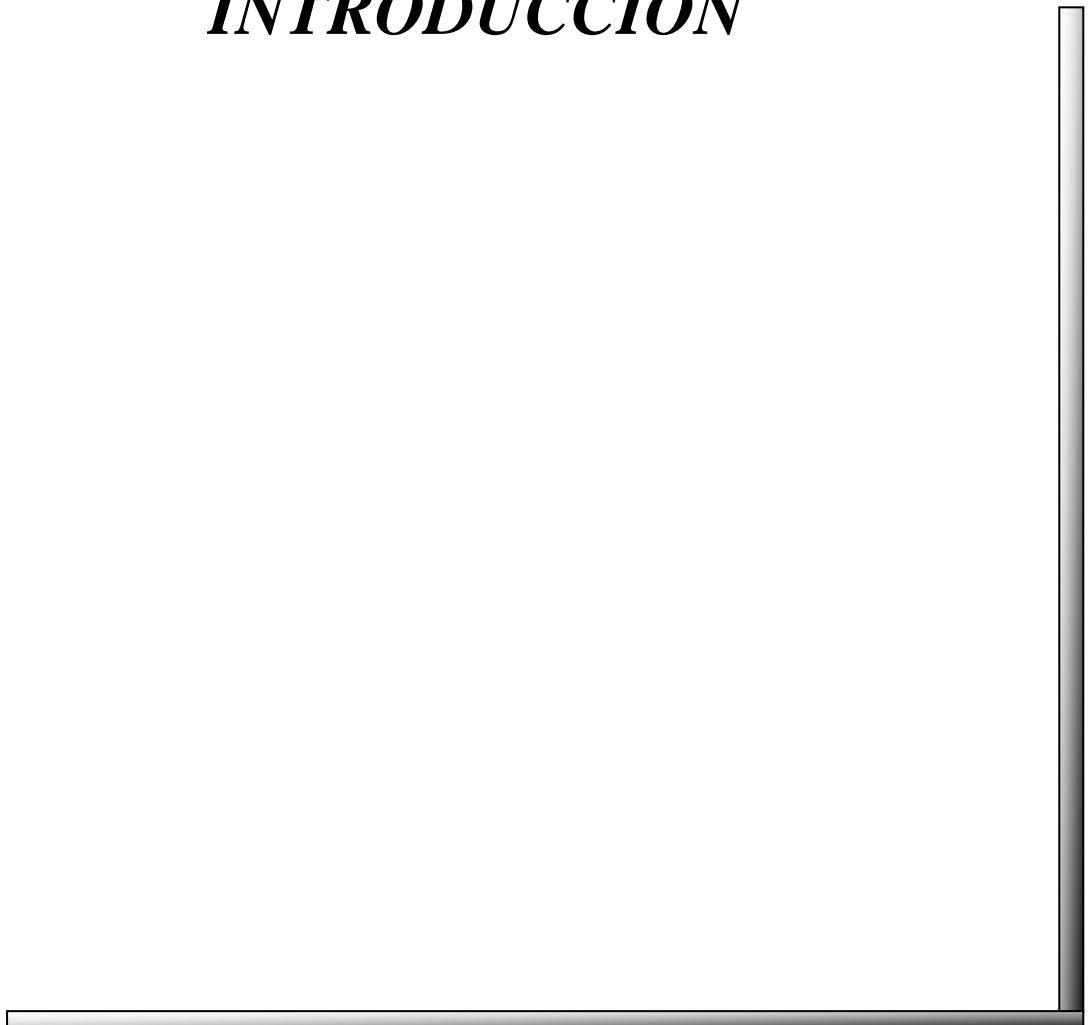
Sin embargo, es difícil dar una definición precisa de la turbulencia, que se describe en función de las características de los flujos turbulentos. Y este objetivo es aún más complicado si cabe en el caso de la turbulencia atmosférica, y más necesario por el control que sobre la difusión del calor, la humedad o la contaminación atmosférica ejerce la mezcla turbulenta o su ausencia.

Desde esta perspectiva podemos constatar la importancia de cualquier estudio teórico, experimental o numérico que sobre la mezcla turbulenta fluida, y en particular la atmosférica, se realice. Y dentro de este enfoque se sitúa el presente trabajo que es de carácter eminentemente experimental y cuyos principales objetivos son la consecución en laboratorio de una mezcla turbulenta generada bajo condiciones de estratificación inestable, el análisis de esta mezcla y la comparación de los resultados así obtenidos con los del análisis realizado a las medidas de campo correspondientes a situaciones atmosféricas semejantes.

Por último, cabe destacar que el presente trabajo se enmarca dentro de la línea de investigación del Grupo de la Capa Límite Planetaria del Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera, y que su realización ha supuesto la creación de un modesto laboratorio de mecánica de fluidos geofísicos así como la ejecución colateral de prácticas experimentales para los alumnos de licenciatura.

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN



1.1 INTRODUCCIÓN

Los sistemas fluidos son capaces de desarrollar un fenómeno propio de carácter impredecible que es la turbulencia porque estos sistemas dinámicos están gobernados por ecuaciones de movimiento no lineales. Este régimen fluido también es propio de los fluidos geofísicos como la atmósfera y el océano.

La turbulencia, que es una propiedad de los flujos y no de los fluidos, se define en función de una serie de características distintivas como son la irregularidad, la difusividad que provoca una mezcla rápida y aumenta los ritmos de transferencia de momento, calor y masa, los valores altos del Número de Reynolds, la presencia de vorticidad, la disipación y la continuidad del fenómeno.

La turbulencia surge en los fluidos como consecuencia de la evolución de una inestabilidad de un flujo inicialmente laminar. Dicha inestabilidad está apoyada por el aumento de la velocidad, la presencia de obstáculos o la viscosidad o la densidad del propio fluido. Por ello, es un flujo caracterizado por la aparición de movimientos secundarios dentro del flujo principal que producen mezcla en el fluido.

En general, la turbulencia fluida se ve favorecida por la presencia de inestabilidades hidrodinámicas de diversos tipos, tales como las de Kelvin-Helmholtz, de Rayleigh-Taylor, de Rayleigh-Bénard o de Taylor-Couette. Existe una situación particular en los sistemas fluidos, importante en el caso atmosférico, que puede desembocar en la aparición de la turbulencia que es la convección, entendida en un sentido amplio como la traslación de las partículas fluidas debida a diferencias de densidad que pueden estar producidas tanto por variaciones de temperatura como por variaciones de concentración directamente relacionadas con la estratificación fluida.

Nuestro interés se centra en la atmósfera, en particular en la baja atmósfera, que es un fluido geofísico en movimiento predominantemente en régimen turbulento. La turbulencia atmosférica es la principal responsable de los procesos de transferencia de las diversas magnitudes físicas importantes en el estudio de la atmósfera, tales como la humedad, el calor, la masa, el momento o la concentración de cualquier contaminante.

El origen de la turbulencia atmosférica está en la unión de las causas siguientes que son la fricción de las capas atmosféricas inferiores contra la superficie terrestre, el flujo sobre los obstáculos propios de la orografía terrestre y el

calentamiento solar de dicha superficie y de la misma atmósfera. Este fenómeno es disipativo y es capaz de mantenerse debido a la influencia de dos factores esenciales, también presentes en su origen. Uno de estos factores es la cizalla del viento, producida por el retraso del movimiento de unas capas atmosféricas respecto de otras y cuyo origen último es la fricción entre la atmósfera y la superficie terrestre. El otro es la convección térmica a todos los niveles, generada por el calentamiento de origen solar y terrestre tanto de las capas atmosféricas como de la superficie terrestre.

La estratificación es otra de las características esenciales de la atmósfera que es un fluido estratificado a gran y pequeña escala. Un fluido es estratificado cuando existe en su seno una variación vertical de la densidad, siendo constante en planos horizontales. La estratificación está muy presente en la baja atmósfera que es la zona más cercana a la superficie terrestre, donde juega un papel fundamental en la evolución de los fenómenos atmosféricos al gobernar el desarrollo de la difusión de las magnitudes físicas. El principal origen de esta estratificación atmosférica reside en la acción del calentamiento de orígenes solar y terrestre. Sin embargo, en general, la estratificación fluida puede deberse tanto a variaciones de temperatura como de concentración de un soluto o de sedimentos. La cuestión más importante relacionada con la estratificación de cualquier fluido, y en particular de la atmósfera, es averiguar cómo es el comportamiento de la turbulencia bajo los diferentes tipos de estratificaciones que pueden existir y sus implicaciones sobre la mezcla.

Las fuerzas de flotabilidad están directamente relacionadas con la presencia de estratificación en un fluido y son resultado de la acción de la gravedad sobre las variaciones de densidad existentes, generando una gran variedad de movimientos fluidos directamente influidos y causados por las mismas. En particular, destacan los fenómenos fluidos resultantes de una distribución inestable de densidad englobados bajo el nombre de convección por flotabilidad, que son el objeto de estudio del presente trabajo. También son muy importantes los diversos mecanismos productores de mezcla cuando la estratificación es estable.

El primer capítulo es una introducción descriptiva que permite situar el presente trabajo en el contexto objeto de nuestro interés. Además, plantea la importancia de los estudios sobre mezcla turbulenta e introduce las motivaciones que sustentan el presente estudio así como los objetivos a alcanzar.

El segundo capítulo proporciona el esqueleto teórico del presente trabajo. Se inicia con una breve descripción de la turbulencia fluida y, posteriormente, se

particulariza al caso de la capa superficial atmosférica. Se introduce la convección fluida describiendo algunos flujos convectivos relacionados con el desarrollo de los experimentos de mezcla turbulenta.

El tercer capítulo presenta el modelo de laboratorio y el procedimiento experimental utilizados, realizándose una descripción detallada tanto del montaje experimental como de los instrumentos empleados. Este capítulo describe el tipo de medidas experimentales realizadas y los tipos de análisis a que han sido sometidas.

El cuarto capítulo presenta una descripción cualitativa de los procesos de mezcla turbulenta que se han generado experimentalmente con distribuciones iniciales de densidad que son inestables, estables y neutras.

El quinto capítulo introduce las magnitudes físicas que se estudian en el presente trabajo y se deducen las expresiones teóricas correspondientes a una de esas magnitudes que es la eficiencia de mezcla. Finalmente, se exponen las técnicas de adimensionalización y normalización de las diferentes magnitudes empleadas en esta memoria.

El capítulo sexto desarrolla el análisis de los datos experimentales según un estudio global y un análisis de la evolución temporal del proceso de mezcla. Se presentan los resultados correspondientes relativos al comportamiento de diversos parámetros físicos como la altura de la capa mezclada y la eficiencia de mezcla. El análisis presentado en este capítulo corresponde exclusivamente a los experimentos realizados bajo condiciones inestables.

El séptimo capítulo presenta el análisis de los datos experimentales correspondientes a experimentos realizados bajo condiciones estables y neutras aplicando los dos métodos introducidos en el capítulo sexto.

El octavo capítulo muestra la selección de las situaciones atmosféricas que pueden asemejarse hidrodinámicamente a la situación experimental analizada en los capítulos precedentes. Se establecen las características de dichas situaciones reales, los criterios para seleccionarlasy el análisis de los datos de campo a ellas asociados.

La memoria finaliza con la presentación de un resumen de la misma con las conclusiones más destacadas.

1.1.1 LA CAPA SUPERFICIAL ATMOSFÉRICA

El presente trabajo tiene por objetivo último el estudio de la mezcla atmosférica a nivel micrometeorológico y la aplicación de los resultados obtenidos a situaciones atmosféricas semejantes hidrodinámicamente a las planteadas en el laboratorio y que pueden estar presentes en la capa superficial atmosférica. La capa superficial es un estrato situado en el fondo de la capa límite planetaria en el que tanto los flujos turbulentos como las tensiones varían menos de un 10%. En esta capa son significativos los procesos de transferencia turbulenta de masa, humedad, calor o cantidad de movimiento.

La capa límite planetaria que tiene una gran importancia por sus especiales características y por su influencia en la vida. Alcanza una altura aproximada de 1 km., abarcando alrededor de un 10% del espesor de la troposfera, y su movimiento predominante es el del régimen turbulento. El concepto de capa límite planetaria se fundamenta en el concepto general de capa límite propio de la Mecánica de Fluidos¹. La capa límite planetaria es una capa límite de régimen turbulento que se forma como consecuencia de la interacción entre la atmósfera y la superficie terrestre tanto sólida como líquida sobre la que circula. Por tanto, es aquella parte de la troposfera que está directamente influida por la presencia de la superficie terrestre y que responde a su influencia con escalas de tiempo inferiores a una día. Dichos forzamientos externos pueden ser la topografía de pequeña y gran escala, la evaporación, el calentamiento térmico, la transferencia de calor o la emisión de contaminantes que influyen directamente sobre esta capa y cuyos efectos son eficazmente transmitidos mediante el fenómeno de la mezcla turbulenta (Schlichting, H. 1972; Stull, 1994; White, 1979).

La turbulencia es una característica intrínseca de la capa límite planetaria y constituye el proceso de transporte más importante dentro de la misma, siendo mucho más efectiva que la difusividad molecular por varios órdenes de magnitud. Esta turbulencia permite que la capa límite planetaria responda con relativa rapidez a

¹ Las capas límites son estratos fluidos de pequeño espesor que se forman próximos o a lo largo de los contornos de los cuerpos sólidos. En estas capas los efectos de la viscosidad son importantes y aparecen por el hecho de que los fluidos viscosos no pueden deslizar sobre los sólidos ("*no-slip boundary condition*"). El efecto principal de la viscosidad es crear una fuerza de arrastre representada por medio de una tensión viscosa de cizalla y cuyo resultado global es una deformación continua del fluido en la dirección del movimiento.

los forzamientos externos y que sus efectos se transmitan eficazmente al conjunto de la atmósfera aunque con una menor intensidad o en una escala temporal mayor. Por tanto, la mezcla turbulenta es un fenómeno de vital importancia.

La capa límite planetaria pasa a través de distintos estados a lo largo del ciclo diurno. Los dos estados fundamentales son el correspondiente a la capa límite convectiva y el de la capa límite estable. La capa límite convectiva se forma a lo largo del día y alcanza su mayor espesor a última hora de la tarde. La capa límite planetaria puede convertirse en una capa estratificada establemente en cuanto la superficie terrestre esté más fría que el aire situado encima de ella, como sucede durante el período nocturno, o bien, cuando exista advección de una masa de aire cálido sobre una superficie más fría. Se constituye entonces la capa límite estable (Stull, 1994).

La capa límite planetaria se distingue claramente de la atmósfera libre. La capa límite presenta una turbulencia casi continua en todo su espesor y una mezcla turbulenta eficaz tanto horizontal como verticalmente. La atmósfera libre presenta turbulencia esporádicamente que se restringe a pequeñas capa de aire o a nubes convectivas, y en ella predomina la difusión de origen molecular, así como la advección realizada por el viento medio.

La capa superficial ocupa la décima parte de la capa límite planetaria y es la más cercana a la superficie terrestre. Su límite inferior está aceptablemente bien definido, pero no el superior que es difícil de establecer. Dada su cercanía respecto de la superficie terrestre, esta capa es susceptible de estudio directo mediante diferentes técnicas instrumentales (torres meteorológicas, globos cautivos y libres). Los fenómenos de mezcla turbulenta que son el objetivo último a analizar se producen en la capa límite planetaria, y, por tanto, también en la capa superficial. No obstante, dependiendo del sondeo atmosférico utilizado nos situamos preferentemente en una u otra.

La capa superficial es un estrato presente tanto en la capa límite convectiva como en la estable. La capa superficial inestable presenta una primera zona, o microcapa, en la que tiene lugar un rápido decrecimiento de la temperatura, lo que conlleva la aparición de fuertes gradientes que son los que mantienen los procesos de transporte molecular predominantes en esta zona. El resto de esta capa superficial inestable presenta una disminución vertical suave de la temperatura hasta alcanzar un valor casi nulo en la cima de la misma, cuyos gradientes generan procesos de

difusión turbulenta realizados por remolinos turbulentos de tamaño pequeño. Entre los fenómenos atmosféricos presentes en la capa superficial inestable destacan las estructuras térmicas de pequeña escala como los penachos verticales o las corrientes de polvo (Stull, 1994).

La capa superficial se caracteriza por poseer importantes gradientes verticales de las diversas magnitudes físicas propias del estudio de la atmósfera, lo que conlleva la generación de los mayores intercambios de dichas magnitudes (momento, calor, humedad, masa o contaminantes) que se realizan físicamente mediante los flujos correspondientes. La existencia de estas variaciones verticales en las magnitudes es debida a la presencia de los forzamientos de origen superficial que tienen su máxima influencia sobre esta capa, que sirve de conexión con el resto de la atmósfera. En el caso de la capa superficial, dichos flujos permanecen aproximadamente constantes a través de toda su profundidad y son de carácter turbulento (Stull, 1994).

La consideración de la capa superficial como capa de tensión constante implica que dicha capa presente una serie de características notables. Bajo condiciones de estabilidad indiferente ($z/L=0$), el perfil vertical de velocidad es conocido como el perfil logarítmico.

Otra característica adicional de la capa superficial es la presencia de turbulencia a diferentes escalas tanto espaciales como temporales. En concreto existe una turbulencia a pequeña escala muy efectiva e intensa denominada microturbulencia que es la principal responsable del intercambio turbulento de momento, calor, humedad o masa desde y hacia la superficie terrestre. Esta microturbulencia está generada tanto por la fricción del aire contra la rugosidad superficial como por la convección térmica. La transferencia final de las magnitudes físicas implicadas en los fenómenos atmosféricos de mayor escala depende, en último término, de esta microturbulencia. Debido a esta particular característica, el análisis de la capa superficial requiere un enfoque micrometeorológico. Y, por ello, uno de los objetivos fundamentales del presente trabajo es aportar un nuevo procedimiento para el estudio de la microturbulencia, colaborando al entendimiento de las condiciones bajo las que se puede generar dicha turbulencia de pequeña escala.

Por tanto, la mezcla turbulenta es un fenómeno esencial en la baja atmósfera, importancia que ha aumentado en los últimos años debido al problema de la contaminación atmosférica en el que el comportamiento de la turbulencia es

fundamental para la dispersión de los contaminantes. La mayor parte de las fuentes de contaminación están situadas en la superficie terrestre y, por ello, las mayores concentraciones de contaminantes se producen en la capa superficial en la que la contaminación queda atrapada.

El fenómeno de la mezcla turbulenta posee dos orígenes, uno térmico y otro mecánico. La mezcla turbulenta de origen térmico es generada principalmente por procesos de convección atmosférica a todas las escalas, y su causa última es la acción del calentamiento solar. La mezcla turbulenta de origen mecánico es generada por la acción de la cizalla vertical del viento. Ambos tipos de mezclas turbulentas poseen sus propias características diferenciadoras, siendo posible la existencia de mezcla de origen mecánico sin la presencia de turbulencia térmica como, por ejemplo, en la ruptura de las inversiones térmicas nocturnas (Yagüe, 1992).

1.2 MOTIVACIÓN Y OBJETIVOS

El objetivo fundamental que ha motivado el presente trabajo es contribuir al estudio de la microturbulencia. Los estudios de microescala intentan conocer mejor la estructura de la microturbulencia atmosférica por sí misma y mejorar su posible aplicación a los modelos teóricos existentes sobre la capa superficial atmosférica.

Los motivos por los que se ha decidido desarrollar un tema de investigación relacionado con la turbulencia de pequeña escala son varios. En primer lugar, por el conocimiento en sí mismo de este fenómeno fluido así como su relación con la microescala atmosférica. En segundo lugar, continuar y ampliar la línea de investigación relacionada con la mezcla turbulenta atmosférica iniciada por los profesores Dr. José L. Cano Marchante, Dr. Gregorio Maqueda, Dr. José Manuel Redondo y Dr. Carlos Yagüe en el Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera. En tercer lugar, plantear nuevos procedimientos experimentales para el estudio de éste y otros fenómenos asociados. En relación con este motivo, el montaje experimental planteado genera un conjunto de penachos turbulentos que destacan como productores de mezcla bajo condiciones inestables en una estratificación fluida. Finalmente, otro motivo del presente trabajo es particularizar la línea de investigación de la microturbulencia al estudio de la turbulencia de pequeña escala que se genera bajo condiciones inestables en la estratificación fluida.

Por ello, el objetivo principal de la presente memoria es la modelización experimental y el estudio de la mezcla turbulenta generada bajo condiciones de estratificación inestable en el sistema fluido construido para tal fin. Así pues, se intenta realizar una modelización experimental de la mezcla turbulenta de tipo convectivo consecuencia de una estratificación inestable que podría considerarse como si fuese de origen térmico a pesar de que en el procedimiento experimental no se hace uso alguno de variaciones térmicas sino de variaciones de concentración salina. Sin embargo, la convección puede entenderse en un sentido amplio como la traslación de partículas fluidas producida por variaciones de densidad que pueden generarse tanto por cambios de temperatura como por cambios de concentración como es el caso del presente trabajo. Por todo ello, prestaremos especial atención a las características de la convección en el capítulo II.

Como consecuencia de las condiciones inestables del sistema fluido se obtiene una mezcla de tipo convectivo que se desarrolla experimentalmente a través

de diversas estructuras convectivas entre las que destacan los penachos turbulentos forzados, entre otras. La mezcla generada por los penachos turbulentos es importante en numerosas aplicaciones tanto geofísicas como industriales¹. Los penachos generados por fuentes aisladas de fluido de diferente densidad – situación que se presenta en este trabajo- existen en un gran número de circunstancias naturales o industriales. Dentro de los flujos abiertos tenemos el caso de las nubes generadas por una erupción volcánica, los fuegos forestales y los desagües de aguas residuales (Caulfield, 2000; Stothers, 1989). Pero los penachos turbulentos también pueden generarse en espacios cerrados como es el caso de los incendios domésticos, las fugas de gases o el calentamiento y el enfriamiento por aire (Caulfield, 2000). En relación con este fenómeno hay que prestar especial atención a las siguientes situaciones: el efecto de la variación no monótona de la densidad debida a una expansión térmica, el efecto de una estratificación ambiental variable como sucede en el caso de la atmósfera y el efecto de los flujos finitos de masa y momento procedentes de una fuente situada en un espacio cerrado, que es la situación experimental del presente trabajo. De hecho, la convección generada por un calentamiento local² es la fuente típica que origina movimientos convectivos en fluidos geofísicos. En la actualidad, los flujos inestables convectivamente son centro de interés al estudiarse los efectos de un calentamiento local. Estos flujos son importantes en la convección profunda oceánica y en la convección intensa atmosférica.

Por otra parte, la mezcla generada por penachos turbulentos es el fundamento de nuevos modelos de convección en los núcleos estelares, desplazando a la clásica teoría de la longitud de mezcla y postulando que en las condiciones estelares el transporte convectivo es principalmente realizado por penachos turbulentos. Además, existe un notable interés en comprender el transporte turbulento y la mezcla que se generan por movimientos convectivos dentro de las estrellas y que son los responsables de la redistribución de muchas propiedades físicas que afectan a su estructura (Bonin & Rieutord, 1996; Rieutord & Zahn, 1995; Yin-Ching & Schatzman, 1997).

¹ Por ejemplo, la dinámica de la mezcla en los penachos gobierna el impacto medioambiental de las chimeneas. Los penachos hidrotérmicos del océano medio juegan un importante papel en la mezcla del océano profundo y en el equilibrio químico y térmico de los océanos.

² Este punto se generaliza al hablar de fuentes localizadas que proporcionan variaciones de densidad que pueden ser debidas a variaciones de temperatura o de concentración.

De esta forma, se pretende dar paso hacia la investigación de procesos de mezcla turbulenta bajo situaciones inestables más genéricas. Este objetivo fundamental se lleva a cabo mediante el análisis cualitativo y cuantitativo de la evolución de los procesos de mezcla turbulenta experimental presentados en esta memoria. De esta forma, el conocimiento de los mecanismos que dan paso a la turbulencia y de las propiedades de la mezcla permite conocer y parametrizar la distribución de diversas magnitudes físicas presentes en el fluido como la humedad, el calor o los contaminantes.

Adicionalmente otro motivo es discernir la utilidad y adecuación de los modelos de laboratorio para el estudio de ciertos fenómenos atmosféricos. El presente trabajo se sustenta íntegramente en el planteamiento de un modelo de laboratorio y en su realización práctica así como en el análisis de los datos experimentales de él obtenidos y su comparación con situaciones atmosféricas hidrodinámicamente semejantes.

Los modelos de laboratorio permiten la simulación de procesos geofísicos a escalas temporales y espaciales diferentes, y bajo condiciones más sencillas y controlables que las reales. Permiten el estudio aproximado de aquellos fenómenos reales cuyo análisis directo en la naturaleza no es posible por su complejidad, como por ejemplo, los fenómenos convectivos, la mezcla turbulenta o la microturbulencia. Por tanto, el modelo experimental es una herramienta imprescindible en el estudio de los fenómenos naturales que complementa tanto a los modelos numéricos como a los análisis teóricos.

La modelización de los fenómenos turbulentos es muy complicada y el desarrollo del conocimiento de estos fenómenos necesita de la evidencia experimental que valida una hipótesis, una teoría o un resultado analítico a la vez que proporciona las escalas características del fenómeno y los órdenes de magnitud de las propiedades físicas que intervienen en el mismo. Dado que los flujos turbulentos no son una característica de los fluidos, sino que lo es de la dinámica de los mismos, es posible el estudio de los fenómenos turbulentos sin considerar en esencia el tipo de fluido para ello utilizado lo que supone un apoyo para la utilización de modelos de laboratorio.

Todas estas consideraciones son especialmente válidas en el caso de los fenómenos atmosféricos, puesto que la atmósfera es un laboratorio inalcanzable en el sentido de que no podemos modificar ni controlar nada de lo que en ella sucede, a

diferencia de lo que sucede en un laboratorio estándar. Esto nos ha impulsado a la utilización de modelos experimentales para intentar representar situaciones atmosféricas reales. Esta elección obliga a establecer una relación entre el estudio experimental y el análisis de medidas de campo correspondientes a dichos fenómenos atmosféricos, empleando para ello las teorías de la física de la atmósfera y las de la semejanza hidrodinámica. Es necesario establecer dicha relación porque resulta interesante analizar la adecuación o no del modelo de laboratorio como representante del fenómeno atmosférico en base a los resultados obtenidos.

1.2.1 OBSERVACIONES EN LA NATURALEZA

El apartado precedente ha planteado que uno de los objetivos del presente trabajo es el análisis de los fenómenos de mezcla turbulenta a pequeña escala bajo condiciones inestables desde el punto de vista de la estratificación. Por tanto, esto implica una dificultad notoria para la observación directa en la naturaleza de tales situaciones inestables dada su tendencia inherente a desaparecer aunque consideramos que este tipo de situaciones gravitacionalmente inestables pueden generarse tanto en la atmósfera como en el océano.

El estudio del comportamiento de la estratificación atmosférica requiere el análisis de la evolución temporal de los perfiles verticales de temperatura como la que muestra en la figura I.1. Al observar dichos perfiles se ve que no son monótonos y en reiteradas ocasiones aparecen cambios bruscos en la variación vertical de la temperatura respecto del comportamiento global que presenta su respectivo perfil.

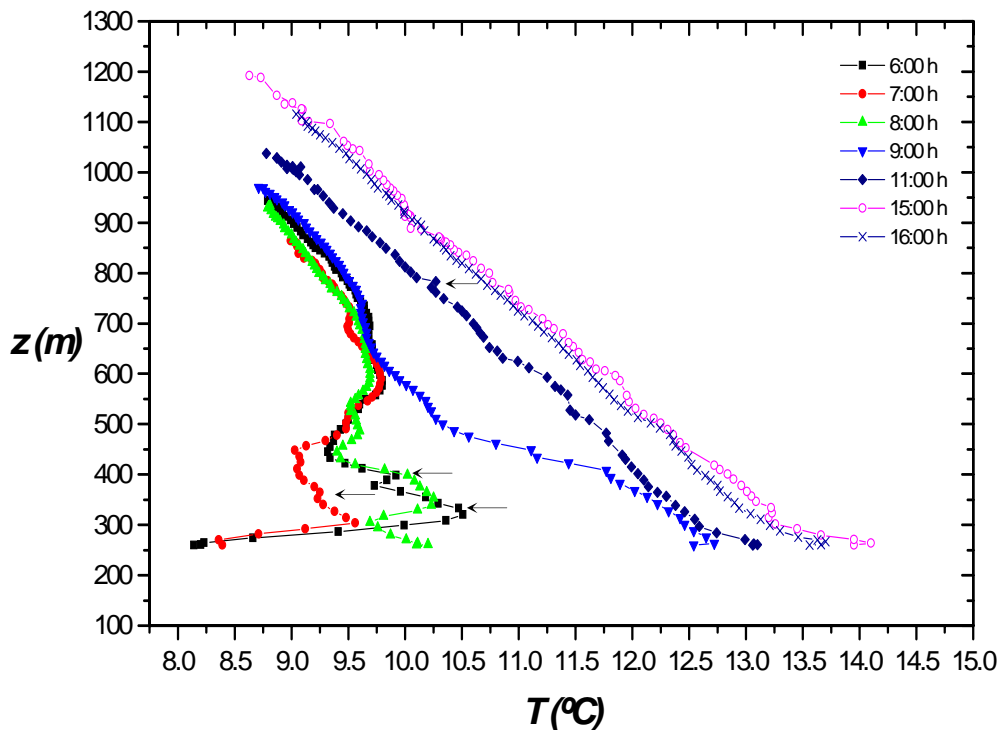


Figura I.1. Evolución temporal del perfil vertical de temperatura correspondiente al día 25 de Septiembre de 1995. La evolución abarca desde las 6:00 horas hasta las 16:00 horas. Datos de campo obtenidos mediante un sondeo vertical con globo cautivo realizado en Almaranz.

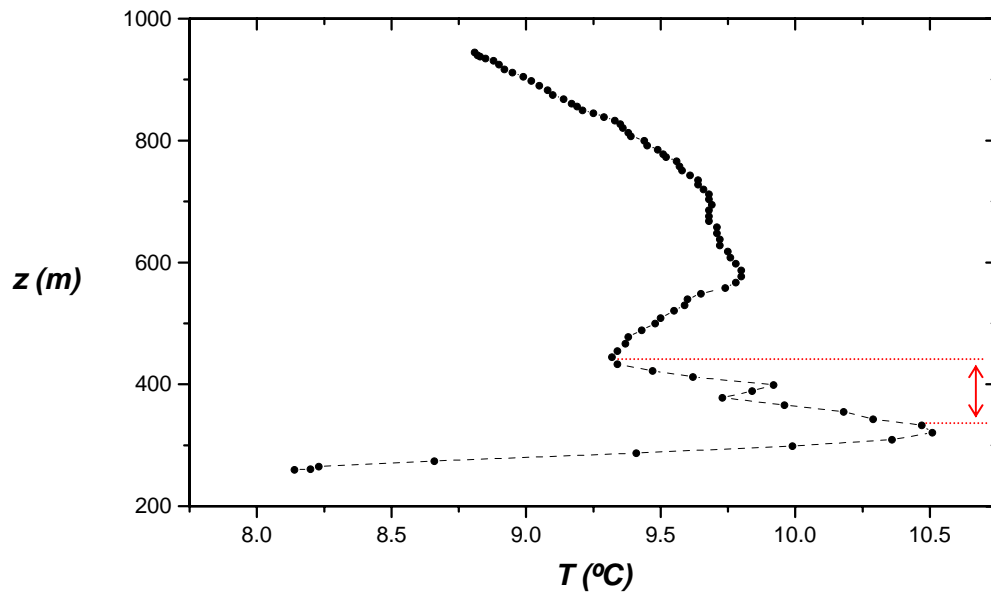


Figura I.2 Perfil vertical de temperatura correspondiente al día 25 de Septiembre de 1995 basado en datos de campo obtenidos mediante un sondeo vertical con globo cautivo realizado en Almaranz. Se marca con líneas punteadas la zona en la que se modifica la monotonía del perfil.

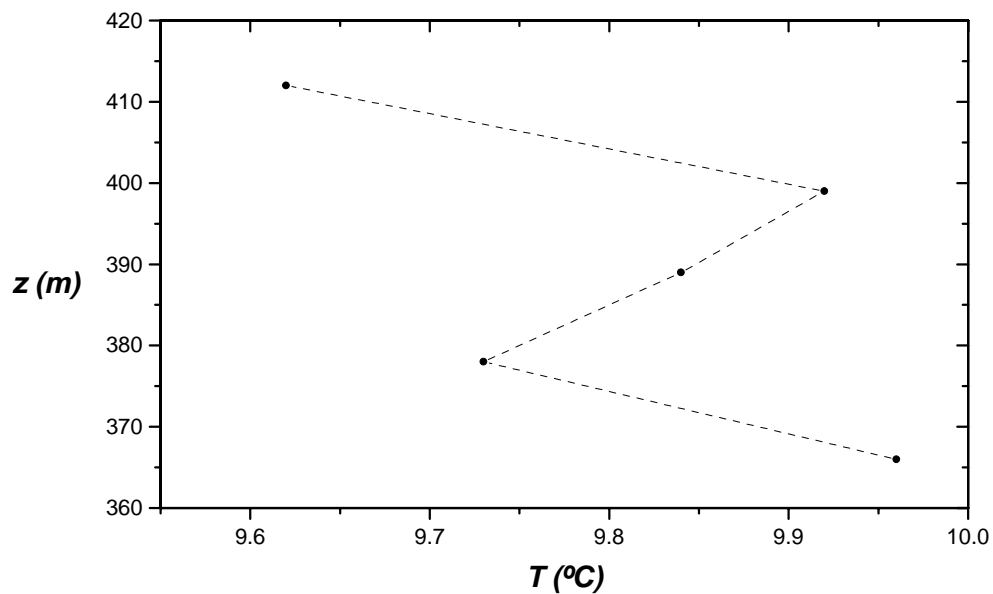


Figura I.3. Selección y ampliación de una parte del estrato delimitado en la figura I.2 presente en el perfil vertical de temperatura correspondiente al día 25 de Septiembre de 1995.

La figura I.1 muestra un conjunto de perfiles verticales de temperatura potencial en su evolución a lo largo del día. Las figuras I.2 y I.4 muestran un único perfil vertical de temperatura correspondientes a diferentes sondeos. En todas estas figuras se destacan mediante líneas punteadas algunos estratos que no siguen la pauta del comportamiento global de su respectivo perfil térmico y hacen que éste no sea todo lo monótono que debiera. Estos estratos los vamos a denominar *inestabilidades aisladas* presentes en la estratificación atmosférica. Estas situaciones atmosféricas pueden presentarse a cualquier hora del día aunque si aparecen a primeras horas de la mañana, intervalo temporal en el que predomina globalmente la estabilidad atmosférica, su presencia es más marcada.

Hay que resaltar que no nos referimos sólo a las inestabilidades de origen térmico, que se desarrollan cerca de la superficie terrestre conforme actúa directamente sobre ella el calentamiento solar a lo largo de la mañana y en las horas centrales del día – esta situación atmosférica está adecuadamente representada a nivel experimental por una inestabilidad de Bernhard –, sino que las mencionadas *inestabilidades aisladas de estratificación* están separadas entre sí por zonas de estabilidad como muestran las figuras I.3 y I.5. Estas representaciones muestran la ampliación de los estratos seleccionados mediante líneas punteadas en las figuras I.2 y I.4 que se representan aparte para su mejor observación. De esta forma, se observa claramente que dichos estratos se caracterizan por presentar un primer tramo inestable, luego una zona estable y un tramo final inestable de nuevo. Por ello, su identificación se realiza en base a la comparación entre el gradiente adiabático del aire seco α y el gradiente térmico vertical γ correspondiente al perfil térmico. Si el primero es mayor que el segundo tendremos un tramo atmosférico con características estables, mientras que si el primero es menor que el segundo el tramo será inestable (Morán, 1984).

Respecto a la presencia de estas *inestabilidades aisladas de estratificación* creemos que podrían jugar un papel notable en la evolución posterior del perfil vertical de temperatura, por lo tanto en el comportamiento de la estratificación atmosférica, porque posibilitan el paso hacia una situación de indiferencia atmosférica.

Por otra parte, se pueden presentar otro tipo de ejemplos de inestabilidades en la estratificación atmosférica que se basan en una idealización del comportamiento global del perfil térmico cuyo procedimiento de obtención se describirá en el capítulo V. La figura I.6 muestra una inestabilidad global en la estratificación de un perfil térmico.

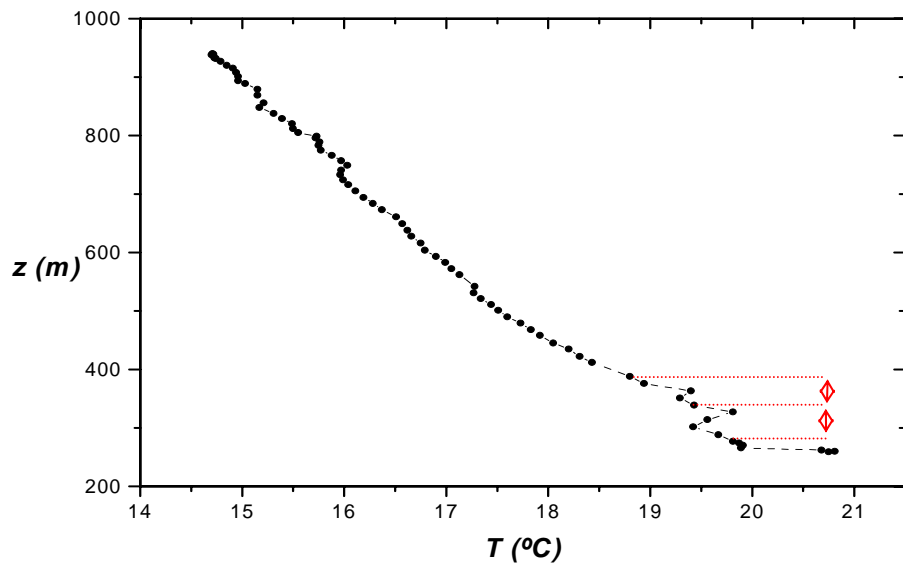


Figura I.4. Perfil vertical de temperatura correspondiente a las 10:00 horas del día 25 de Septiembre de 1995 basado en datos de campo obtenidos en Almaranz. Se marca con líneas punteadas la zona en la que se modifica la monotonía del perfil.

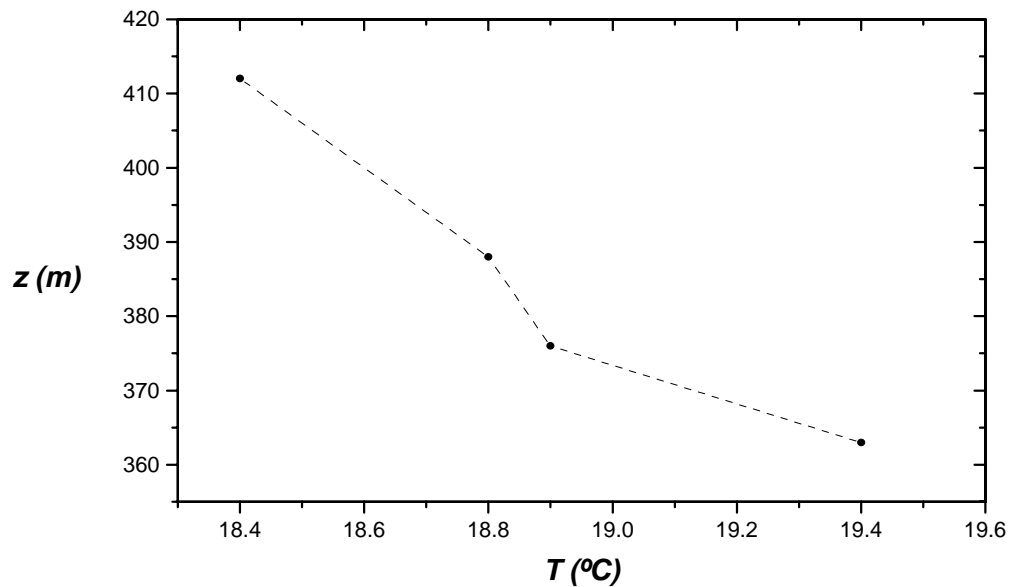


Figura I.5. Selección y ampliación de una parte de uno de los estratos delimitados en la figura I.4. que permite observar la estructura de una inestabilidad aislada en la estratificación atmosférica.

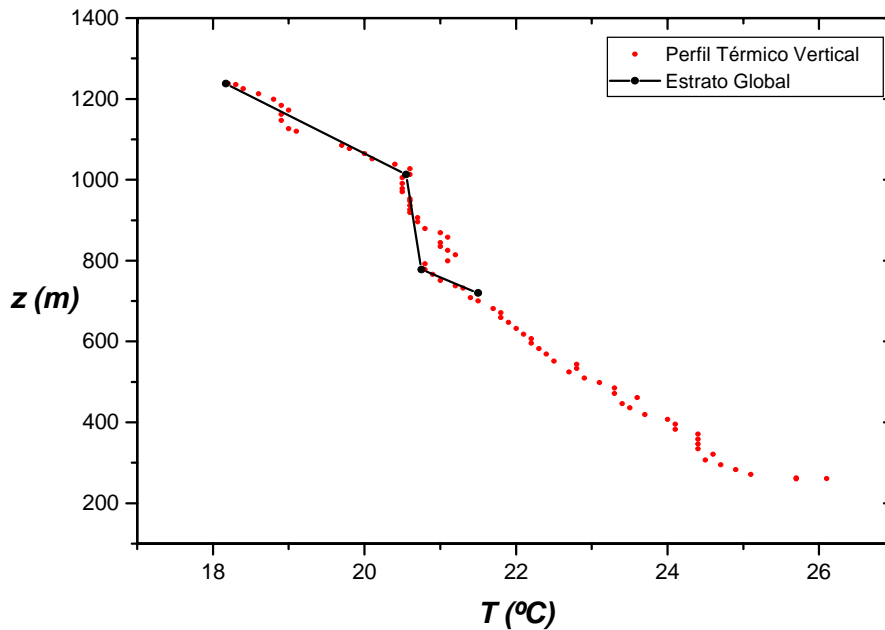


Figura I.6. Estrato global con las características de una inestabilidad aislada en la estratificación atmosférica y que ha sido obtenido a partir de la idealización del comportamiento de una parte de un perfil térmico vertical.

Por otra parte, es lógico pensar que en el océano también existan este tipo de situaciones gravitacionalmente inestables asociadas a distribuciones inestables de densidad. La turbulencia es fundamental en las capas más superficiales del océano que, de algún modo, serían las equivalentes a las capas atmosféricas más cercanas a la superficie terrestre. Esta turbulencia gobierna la mezcla turbulenta vertical entre masas de agua con diferentes propiedades, y, de esta forma, indirectamente ejerce una importante influencia sobre las corrientes oceánicas. Además, la mezcla turbulenta oceánica es un factor determinante para la realización de los intercambios entre la atmósfera y el océano porque gobierna las características de las aguas oceánicas superficiales.

La capa superficial oceánica posee una microestructura compleja como se deduce del análisis de los perfiles de salinidad obtenidos a partir de medidas de campo en aguas oceánicas. Una de sus características más típicas es la presencia de una estructura escalonada constituida por interfases abruptas tanto de densidad como de temperatura que separan masas de agua con distintas propiedades.

Otra de las características destacables de la estructura de la capa superficial

oceánica es la presencia de una termoclina con un ciclo anual. Durante el verano se constituye una estratificación de densidad estable que está limitada superiormente por una delgada capa de mezcla producida por el viento. Durante el otoño y el invierno el enfriamiento de la superficie da lugar a una distribución inestable de densidad que es un gravitacionalmente inestable y que lentamente va destruyendo la estratificación estable mediante movimientos convectivos. De esta forma, la capa de mezcla penetra en las aguas estratificadas establemente y, a la vez, crece al ir incorporando fluido proveniente de las mismas. Ambas zonas están separadas por una interfase de densidad bastante abrupta conocida como termoclina estacional, cuya profundidad varía entre los 200 y los 1000 metros. La convección producida por la inestabilidad gravitatoria de origen térmico domina frente al efecto producido por el viento en el desarrollo de este fenómeno. Por tanto, en este proceso oceánico encontramos otro ejemplo de una distribución inestable de densidad.

No obstante, hay que destacar que la mezcla turbulenta oceánica, aunque comparte las características propias de todo proceso de mezcla por turbulencia, presenta algunas propiedades diferenciales. La turbulencia que se genera en el océano suele ser intermitente como consecuencia de los procesos de doble difusión o doble convección. Esto significa que aunque la estratificación de densidad es estable de forma generalizada en las aguas oceánicas, de modo que la turbulencia está inhibida, la estratificación térmica sí puede generar inestabilidades convectivas que localmente producen esa mezcla turbulenta oceánica de carácter intermitente.

CAPÍTULO II

TEORÍA DE LA MEZCLA FLUIDA POR TURBULENCIA



II.1 LA TURBULENCIA FLUIDA

La turbulencia fluida comenzó a ser estudiada a finales del siglo XIX por Osborne Reynolds. A principios del siglo XX, Prandtl investigó los flujos fluidos alrededor de cuerpos sólidos e introdujo el concepto de capa límite. La teoría de la capa límite postula que el flujo de un fluido alrededor de un cuerpo sólido puede dividirse en dos regiones con distinto comportamiento dinámico: la región de la capa límite y la región externa a la misma. La capa límite es una zona de pequeño espesor situada próxima al cuerpo sólido en la que la viscosidad es influyente. La región externa se caracteriza por la escasa importancia que en su dinámica juega la viscosidad, pudiéndose despreciar en ella la fricción viscosa. La teoría de la capa límite supuso un hito muy importante en la Mecánica de Fluidos.

En el caso de los fluidos geofísicos, tanto el concepto de capa límite como su teoría correspondiente son muy importantes. De hecho, en el caso atmosférico la introducción de dicho concepto es fundamental para entender el comportamiento dinámico de las capas atmosféricas más cercanas a la superficie terrestre, pues, éstas constituyen una capa límite sobre la superficie terrestre que representa el papel del cuerpo sólido. La teoría de la capa límite atmosférica se ha desarrollado durante el siglo XX persiguiendo dos objetivos fundamentales. Uno es la comprensión de la turbulencia atmosférica, sobre todo a pequeña escala o microturbulencia. El otro objetivo es la investigación de las magnitudes medias asociadas a los flujos turbulentos atmosféricos.

La turbulencia fluida es un fenómeno muy complejo, esencial para la comprensión del comportamiento de los fluidos. El problema fundamental, aún uno de los problemas sin resolver de la física clásica, es entender el porqué y el cómo un fluido en régimen laminar, con un movimiento ordenado y definido según unas líneas de corriente, pasa a ser un flujo turbulento con movimientos aleatorios¹.

La turbulencia fluida es un fenómeno de difícil definición y compleja

¹ Un flujo fluido laminar puede tener una transición hacia la turbulencia constituida por varias etapas. La etapa primera se caracteriza por la presencia y desarrollo de inestabilidades hidrodinámicas primarias bidimensionales que son capaces de producir movimientos secundarios tridimensionales e inherentemente inestables, que, a su vez, generan las denominadas inestabilidades secundarias. La segunda etapa viene determinada por el desarrollo y amplificación de las inestabilidades secundarias, lo que provoca la aparición de capas fluidas con gran cizalla. En la etapa final tiene lugar la aparición aleatoria espacial y temporalmente de regiones turbulentas, que se desarrollan rápidamente e interaccionan de forma tal que el resultado final es la aparición de un flujo plenamente turbulento.

fenomenología, pero con una perfecta diferenciación en base a un conjunto de características muy peculiares (Stull, 1994; Tennekes & Lumley, 1972).

La turbulencia fluida es irregular y aleatoria, fuertemente dependiente de las condiciones iniciales y de contorno. Por estos motivos, la turbulencia es un fenómeno de muy difícil predicción, resultando adecuado una descripción estadística de la misma.

La turbulencia es tridimensional en el sentido de que el campo de la velocidad de un flujo turbulento es tridimensional, siendo muy variable espacial y temporalmente. Además, es un flujo con carácter rotacional cuyo campo de vorticidad también es tridimensional.

La turbulencia fluida es difusiva. Es una de las característica más importantes y definitorias de los flujos turbulentos. Su gran difusividad implicará que estos flujos poseen una gran facilidad para mezclar las diferentes propiedades fluidas, siendo responsable de la eficiente difusión de masa, momento, calor, humedad y contaminantes lo que resulta de gran importancia en situaciones atmosféricas. La difusividad turbulenta es una característica del flujo, a diferencia de la difusividad molecular que lo es del fluido, siendo varios órdenes de magnitud menor. Por ello, en todo proceso de mezcla por turbulencia la difusividad turbulenta es esencial. En el caso atmosférico, la difusividad turbulenta se caracteriza mediante la determinación de los coeficientes de intercambio turbulento asociados a las diferentes magnitudes, cuyo comportamiento se analiza en función de las distintas condiciones presentes en la estratificación atmosférica.

La turbulencia es disipativa lo que implica que por sí misma tiende a desaparecer a menos que exista una fuente que la genere de modo continuo. Es decir, la turbulencia actúa de modo que se elimina a sí misma. Esta característica es debida a la disipación constante de la energía cinética turbulenta por efecto de la viscosidad, transformándose en calor o en energía interna. Por ello, para que un flujo turbulento se mantenga es preciso suministrarle energía mediante algún mecanismo térmico o mecánico.

La turbulencia fluida se presenta en multitud de escalas representadas por remolinos turbulentos ("*eddies*") que son estructuras fluidas definidas que surgen en los flujos turbulentos. Los remolinos turbulentos de mayor tamaño son los encargados de la transferencia energética desde el flujo medio hasta el turbulento, mientras que los menores se encargan de la disipación viscosa de la energía cinética

turbulenta. Por tanto, ha de existir una transferencia continua de energía turbulenta desde las escalas mayores a las más pequeñas.

Otra característica notable de la turbulencia fluida es la aparición de una tensión exclusiva de este régimen conocida como tensión turbulenta o de Reynolds, representada matemáticamente por el tensor de Reynolds ($-\overline{\rho u'_i u'_j}$) cuyas componentes representan cada una un flujo turbulento de momento.

II.2 LA TURBULENCIA ATMOSFÉRICA

La turbulencia es una característica intrínseca de la atmósfera, que se genera, principalmente, en las capas más cercanas a la superficie terrestre al recibir directamente el efecto de los forzamientos por ella producidos. Estas capas inferiores se engloban en lo que se conoce como capa superficial contenida dentro de la capa límite planetaria, como se expuso en el capítulo I.

El registro de cualquier magnitud física relacionada con la atmósfera muestra la presencia y características de la turbulencia. Los valores de dicha magnitud varían de modo irregular, casi aleatorio. Sin embargo, es posible estimar un valor medio para la magnitud en cuestión, lo que sugiere que la turbulencia no es un movimiento totalmente aleatorio. Este hecho permite descomponer los valores instantáneos de las magnitudes en dos partes: el valor medio y la perturbación turbulenta superpuesta a la anterior. Esta descomposición en parte media y turbulenta se aplica a todas las variables instantáneas de las ecuaciones de un flujo turbulento. Por otra parte, la magnitud no toma valores indefinidos, sino que varía dentro de un cierto intervalo y se considera que dichas variaciones están directamente causadas por la turbulencia, luego son una medida de la misma. Por ello, se define la intensidad turbulenta como la varianza¹ o dispersión de los valores de la magnitud, con lo que se hace uso de conceptos estadísticos como herramientas para el estudio de la turbulencia (Stull, 1994).

La turbulencia atmosférica, como la que se presenta en la capa límite planetaria o en la capa superficial, tiene principalmente dos orígenes, uno de tipo térmico y el otro de tipo mecánico.

La turbulencia de origen térmico se genera por el calentamiento de la superficie terrestre, de las capas de aire más próximas a dicha superficie y de la misma atmósfera. Mediante este calentamiento, estas capas de aire se hacen más ligeras y ascienden generando con su movimiento ascensional turbulencia y mezcla. En este caso, el calentamiento de la superficie terrestre actúa como un forzamiento externo (Stull, 1994; Yagüe, 1992).

La turbulencia de origen mecánico se genera por la fricción de las capas atmosféricas inferiores contra la superficie terrestre, de modo que aparece un

¹ El promedio del cuadrado de la perturbación turbulenta de una magnitud se interpreta como una varianza.

gradiente vertical en la velocidad del viento o cizalla que favorece la transferencia turbulenta entre las capas adyacentes que tienen distintas velocidades. En general, siempre que exista cizalla en la velocidad del viento producida por la causa que sea, es posible la generación mecánica de turbulencia.

La turbulencia térmica presenta características propias que la diferencian de la mecánica. Entre estas diferencias podemos resaltar que la turbulencia mecánica predomina sobre la térmica en las capas más bajas de la atmósfera y durante la noche o en situaciones de ausencia de calentamiento solar (por ejemplo, en las grandes inversiones térmicas de la Antártida (Yagüe, 1992)), mientras que la turbulencia térmica se presenta en la parte media y alta de la capa límite planetaria y es predominante durante el día debido al calentamiento solar.

La característica esencial de la turbulencia fluida, luego de la atmosférica, es su gran capacidad difusiva, es decir, de producción de intercambio y mezcla de las diversas magnitudes físicas tales como la masa, el momento, el calor, la humedad o la concentración de contaminantes. Lógicamente, esta propiedad es transcendental para la atmósfera, y aún lo es más para las capas de aire cercanas a la superficie terrestre en las que la inhibición o no de la mezcla turbulenta origina fenómenos y situaciones bien distintas. Por ejemplo, bajo condiciones de fuerte estabilidad en la estratificación atmosférica se inhiben los movimientos verticales y la mezcla turbulenta, entonces el aire queda estancado y si la zona presenta contaminación, la misma no se difunde creando una situación potencialmente grave. Y al contrario, si la estratificación atmosférica y las condiciones generales favorecen la mezcla turbulenta, se produce un activo intercambio de las diferentes magnitudes entre las masas de aire de forma tal que se consigue homogeneizar la capa atmosférica. Estos procesos de mezcla turbulenta se llevan a cabo por medio de los denominados flujos turbulentos, distintos de los flujos advectivos cinemáticos.

El concepto de flujo como la transferencia de una magnitud por unidad de área y unidad de tiempo es muy importante en el estudio de la capa límite planetaria. Si la anterior definición la dividimos por la densidad del aire obtenemos los denominados flujos cinemáticos. Dada la descomposición de las diferentes magnitudes en parte media y parte turbulenta, podemos descomponer los flujos en una contribución media o flujo medio y otra turbulenta o flujo turbulento. El flujo medio es el flujo asociado al viento medio relacionado con la advección, por lo que el flujo medio es conocido como flujo advectivo (Stull, 1994).

Los flujos turbulentos en su definición matemática son análogos a los advectivos, pero se diferencian en la aparición de las perturbaciones turbulentas de las magnitudes en lugar de sus valores medios. Además, es necesario promediar para obtener el efecto neto del flujo turbulento, que suele tener un valor pequeño pero significativo (Stull, 1994).

A través de la mayor parte de la capa límite planetaria la componente vertical de la velocidad del viento es prácticamente nula. Esto implica que los flujos verticales advectivos son despreciables comparados con los flujos verticales turbulentos. Por otra parte, la componente horizontal del viento tiene un valor importante, tanto como la turbulencia, por lo que los flujos horizontales advectivos y turbulentos son del mismo orden de magnitud.

Durante el día los flujos turbulentos son mayores y presentan una variación casi lineal con la altura. Durante la noche, la turbulencia es menos intensa y los flujos turbulentos son más débiles y, en general, negativos. Esto hace que otros efectos como la advección, la radiación o la subsidencia se vuelvan más efectivos a la hora de generar cambios en las magnitudes físicas.

Una de las magnitudes más importantes en el estudio de la turbulencia en la capa límite planetaria es la energía cinética turbulenta media que se define en la forma siguiente (Stull, 1994):

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \quad (2.1)$$

Esta expresión se obtiene a partir de la definición de la energía cinética por unidad de masa tras la sustitución en ella de la descomposición en parte media y turbulenta del módulo de la velocidad. La energía cinética turbulenta será analizada con más detalle en el apartado II.2.4 del presente capítulo.

La energía cinética turbulenta presenta una evolución temporal típica a lo largo del ciclo diurno y alcanza los mayores valores en las horas centrales del día porque el calentamiento es mayor, luego son mayores los efectos convectivos productores de turbulencia de origen térmico. Por otra parte, la energía cinética turbulenta presenta distintos comportamientos verticales en función del tipo de estratificación. En una situación inestable, como la correspondiente a la capa de mezcla convectiva, los efectos verticales del empuje por flotabilidad son los más importantes de modo que el término $\overline{w'^2}$ es el de mayor valor. Si la estratificación es

aproximadamente neutral, tanto la cizalla vertical del viento como el movimiento sobre obstáculo son los fenómenos productores de turbulencia cerca del suelo, cuya intensidad disminuye gradualmente con altura, de modo que las componentes $\overline{u'^2}$ y $\overline{v'^2}$ son las que tienen un valor mayor. Si la estratificación es estable, existe un rápido decrecimiento de la energía cinética turbulenta con la altura hasta que la turbulencia queda inhibida. Bajo estas circunstancias la turbulencia se genera cerca de la superficie terrestre por efecto de la cizalla del viento (Stull, 1994).

II.2.1 MEZCLA TURBULENTA POR CONVECCIÓN Y POR CIZALLA

La turbulencia atmosférica tiene dos orígenes fundamentales: el térmico y el mecánico. En función del tipo de causa productora de la turbulencia, la mezcla turbulenta puede ser generada por convección para el caso de la turbulencia térmica o por cizalla para la turbulencia mecánica. Por otra parte, es preciso tener en cuenta que la mezcla turbulenta posee una dependencia temporal, y, más concretamente, depende del ciclo diario del calentamiento solar. Durante el día, la mezcla turbulenta es producida fundamentalmente por los fenómenos convectivos asociados al calentamiento solar tanto de la propia atmósfera como de la superficie terrestre. Durante el período nocturno, la mezcla turbulenta es generada exclusivamente por el efecto de la cizalla vertical del viento dada la ausencia del efecto solar (Stull, 1994; Yagüe, 1992).

Sin embargo, la distinción entre ambos tipos de mezcla turbulenta o la determinación de su rango de acción es un problema complicado. El parámetro turbulento conocido como la Longitud de Monin-Obukhov L permite conocer de forma aproximada la altura de la capa en la que predomina la mezcla generada por efecto de la cizalla, conocida como subcapa de influencia dinámica. Por encima de la altura L de esta subcapa, la mezcla turbulenta generada por efectos termicos es la que tiene mayor importancia.

El origen de la convección atmosférica es el calentamiento tanto de la superficie terrestre como de la atmósfera por efecto de la radiación solar, especialmente de las capas inferiores. Este calentamiento directo o indirecto del aire atmosférico produce una inestabilidad térmica en el sentido de que al aumentar la temperatura de las capas de aire más próximas al suelo éstas se hacen más ligeras y ascienden. No obstante, éste no es el único origen, siendo también posible la aparición de convección atmosférica producida por calentamientos locales debidos a diversos fenómenos naturales (erupciones volcánicas o incendios) o de origen antropogénico (isla térmica urbana). La intensidad de la convección atmosférica permite realizar la siguiente clasificación (Yagüe, 1992).

La convección poco profunda que es aquélla que presenta células de convección con alturas del orden de 1 kilómetro y está caracterizada por una notable

regularidad en los patrones que genera (estructuras o células de tipo hexagonal semejantes a las que se obtienen experimentalmente en la convección producida por la inestabilidad de Rayleigh-Benard). La convección poco profunda tiene lugar cuando corrientes de aire frío se desplazan sobre un océano cálido (Yagüe, 1992).

La convección profunda aparece cuando se extiende a través de la altura de la troposfera. Este tipo de convección tiene diversas escalas horizontales mientras que en la dimensión vertical puede alcanzar la altura de la troposfera. En función de la dimensión horizontal se distinguen varias estructuras: la célula convectiva individual, las tormentas de varias células y las tormentas de supercélula. En general, los procesos de mezcla turbulenta son muy importantes e intensos durante la fase de formación de la célula tormentosa, aunque aún hoy no se conoce con exactitud el papel que juegan. Uno de los principales problemas es averiguar el grado de mezcla entre el aire ascendente, que penetra en la célula desde las capas atmosféricas más bajas, y el aire que constituye dicha célula, es decir, el problema es saber si dicho aire asciende sin mezclarse hasta la capa superior de la célula (Yagüe, 1992).

Respecto a la mezcla turbulenta por cizalla hay que decir que es la principal causa productora de mezcla turbulenta en situaciones de ausencia de influencia solar. Por ello, durante el período nocturno la mezcla turbulenta es casi exclusivamente de origen mecánico (Yagüe, 1992). En estas circunstancias la cizalla del viento es la única fuente de turbulencia, que, por tanto, será la única causa capaz de debilitar e incluso destruir las inversiones nocturnas creadas por el enfriamiento de las capas bajas de la atmósfera (situación que se ve favorecida si hay poco viento y las condiciones meteorológicas son anticiclónicas, generándose un gradiente de temperatura estable).

II.2.2 LA TURBULENCIA EN LA CAPA LÍMITE PLANETARIA

La capa límite planetaria presenta una evolución temporal a lo largo del ciclo diurno. A partir del amanecer se inicia la formación de la denominada capa límite convectiva o inestable, cuya profundidad crece a lo largo de la mañana alcanzando su valor máximo a última hora de la tarde. Esta capa límite convectiva está constituida por tres subcapas que son la capa superficial inestable, la capa de mezcla y la zona de entrañamiento. A partir del atardecer comienza a formarse la capa límite estable (Stull, 1994).

El mecanismo dominante que produce turbulencia en la capa límite inestable es la fuerza de flotabilidad cuyo origen principal es la distribución térmica atmosférica. Esta turbulencia de origen térmico presenta una serie de características particulares. No es completamente aleatoria sino que presenta cierta organización y se muestra a través de estructuras reconocibles como son las térmicas y los penachos. Además, esta turbulencia presenta el fenómeno de entrañamiento a diferentes escalas. En particular, hay entrañamiento lateral producido por pequeños remolinos turbulentos y dirigido hacia los laterales de las térmicas, entrañamiento vertical en la escala de las térmicas y que afecta a toda la capa de mezcla, y, finalmente, entrañamiento en la cima de la capa de mezcla.

La capa de mezcla se caracteriza por presentar una intensa mezcla turbulenta vertical que tiende a generar perfiles casi constantes con la altura de las diferentes magnitudes. Sin embargo, dichos perfiles no son constantes en sentido estricto porque el proceso de mezcla turbulenta no es instantáneo y porque dicha mezcla es parcialmente contrarrestada por forzamientos externos existentes en la cima y la base de la capa de mezcla. La convección es el proceso dominante que genera turbulencia en la capa de mezcla. Por tanto, la turbulencia producida en esta capa es de origen térmico. El intervalo temporal que emplea una masa de aire en desplazarse por efecto de la flotabilidad desde la superficie terrestre hasta la cima de la capa de mezcla es del orden 20 minutos y se denomina escala convectiva de tiempo t^* . No obstante, incluso cuando la turbulencia convectiva es dominante existe una pequeña contribución a la generación de turbulencia por parte de la cizalla del viento en la

cima de la capa de mezcla¹. Por tanto, la mezcla turbulenta característica de la capa de mezcla se genera por los dos mecanismos descritos en el apartado II.2.1 son la cizalla de la velocidad del viento y la convección térmica (Stull, 1994).

La zona de entrañamiento se caracteriza por presentar un conjunto de estructuras térmicas turbulentas provenientes de la capa de mezcla y que están *incrustadas* dentro del aire no turbulento y estable estáticamente de esta zona. Estas estructuras son las que proporcionan turbulencia en esta capa en la que se producen períodos intermitentes de turbulencia. En esta zona de entrañamiento están presentes una gran variedad de pequeñas escalas turbulentas que producen una dispersión casi despreciable del aire procedente de la capa de mezcla (Stull, 1994).

Respecto a la capa límite estable, estado característico de la capa límite planetaria durante el período nocturno, es principalmente una capa no turbulenta, existiendo un balance entre la generación mecánica de turbulencia y su disminución por efecto de la estabilidad en la estratificación, característica esencial de esta capa. En general, los movimientos verticales turbulentos están suprimidos por el efecto de la estratificación estable, pero pueden aparecer oscilaciones en la misma que generan ondas de gravedad y que están producidas por las fuerzas de flotabilidad. Si la estratificación estable es débil, entonces la turbulencia puede llegar a ser fuerte y estar presente de un modo continuo a lo largo de toda la profundidad de la capa límite estable. Si la estratificación estable es fuerte la turbulencia es débil y poco uniforme de modo que la capa límite estable no es turbulenta durante todo el tiempo ni en toda su profundidad durante el período de promedio. Bajo estas circunstancias es característico la aparición ocasional y repentina de ráfagas turbulentas conocidas como turbulencia intermitente. Este fenómeno es producido por la aparición de cizallas importantes en las capas no turbulentas, que pueden ser suficientemente grandes como para provocar un estallido de turbulencia que genera mezcla vertical y hace disminuir dichas cizallas (Stull, 1994).

En general, la turbulencia promediada sobre largos períodos de tiempo presenta una disminución suave con la altura en la capa límite estable. Sin embargo, si nos fijamos en un instante del tiempo, la turbulencia instantánea existe y puede aparecer en delgadas capas de aire con un carácter no uniforme, pudiendo surgir penachos turbulentos que generan una mezcla vertical turbulenta que es esporádica.

¹ La cizalla existente cerca de la superficie terrestre es más importante que la que se produce en la cima de la capa de mezcla a la hora de generar turbulencia.

Por todo ello, concluimos que una de las principales características de esta capa es la presencia de una gran variedad de situaciones turbulentas². En el caso de que exista turbulencia su origen predominante es el mecánico, es decir, no existe la turbulencia térmica en esta capa estable sino que está generada por la cizalla del viento. Esta cizalla puede aparecer en las proximidades de la superficie terrestre debido a la fricción entre ésta y la atmósfera, y también puede surgir como consecuencia de las variaciones en altura de la velocidad del viento (por efecto de la pendiente del terreno, el flujo del aire alrededor de obstáculos y en las cercanías del *jet* nocturno cuando se forma).

El tiempo que tardan los forzamientos superficiales en transmitirse a través de todo el espesor de la capa límite estable por medio de la turbulencia oscila entre las 7 horas y las 30 horas. Por tanto, la escala temporal de la turbulencia de la capa límite estable es mucho mayor que la correspondiente a la capa límite convectiva, que es del orden de 15 minutos. Por ello, se dice que la débil turbulencia de la capa límite estable no está en equilibrio con los forzamientos superficiales (Stull, 1994).

² Se definen las escalas de longitud para indicar el grado de supresión de los movimientos verticales turbulentos debido a la estabilidad estática predominante en esta capa límite estable. Los valores típicos oscilan desde menos de un metro para la turbulencia débil en una estratificación fuerte hasta un par de cientos de metros para una estratificación estable débil.

II.2.3 EL ANÁLISIS TEÓRICO DE UN FLUJO TURBULENTO

El estudio teórico de un flujo turbulento, como por ejemplo los existentes en la capa límite planetaria, se inicia a partir del planteamiento del sistema de ecuaciones que gobierna dicho movimiento turbulento.

El conjunto de ecuaciones que describen el movimiento de un fluido, tanto en flujo laminar como en régimen turbulento, son la ecuación de estado, la ecuación de continuidad deducida a partir del principio de conservación de la masa bajo la aproximación de incompresibilidad, la ecuación del movimiento o de conservación del momento lineal deducida a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes bajo la aproximación de Boussinesq y de Reynolds, y la ecuación de conservación de la energía deducida a partir del segundo principio de la termodinámica. En el caso concreto del estudio de la turbulencia en la capa límite planetaria se ha de considerar adicionalmente la ecuación de conservación de la humedad neta, dada la importancia que la presencia de agua en todas sus fases tiene para la evolución de la atmósfera. Finalmente, si en el flujo turbulento existe una magnitud escalar influida e influyendo en el mismo (por ejemplo, los contaminantes atmosféricos, los sedimentos en las aguas oceánicas o un soluto en las disoluciones experimentales), se ha de añadir una sexta ecuación que describa el comportamiento de dicha magnitud escalar representada por su concentración c . Este sistema de ecuaciones se describe en el Apéndice 1 (Stull, 1994; Yagüe, 1992).

En principio, dadas las condiciones iniciales y de contorno correspondientes al flujo turbulento y al mencionado sistema de ecuaciones cabría pensar que es posible obtener las características del movimiento del fluido. Sin embargo, en el caso de un flujo turbulento esto no es posible debido a la presencia de términos no lineales en dicho conjunto de ecuaciones (heredados de las ecuaciones de Navier-Stokes), que posibilitan que las perturbaciones del movimiento se amplifiquen e interaccionen con otras perturbaciones. Ahí radica la dificultad de la descripción teórica y del cálculo de todo movimiento turbulento. Además, la presencia de los mencionados términos no lineales crea otro inconveniente que consiste en que el número de ecuaciones es menor que el número de incógnitas con lo que el anterior sistema no es matemáticamente resoluble. Esta situación es conocida como problema del cierre

turbulento. La única solución a esta compleja situación de irresolubilidad es la búsqueda de métodos alternativos que, en ningún caso, logran la resolución exacta del sistema de ecuaciones descrito (Stull, 1994).

Por tanto, la no linealidad del sistema de ecuaciones que gobierna un flujo turbulento impide su resolución y obliga a la búsqueda de nuevas técnicas para describirlo bajo ciertas condiciones. Los métodos normalmente empleados para el análisis de los problemas de turbulencia atmosférica tienen como fundamento la parametrización de determinadas magnitudes físicas relevantes. Las teorías existentes para la resolución del problema de cierre de un flujo turbulento son variadas, pudiendo ser clasificadas de la forma siguiente:

$$\begin{array}{l}
 \text{TEORIAS DE CIERRE LOCAL} \left\{ \begin{array}{l}
 1^{\circ} \text{.-Cierre de Orden Cero:} \\
 \quad \text{--Teoria de Semejanza de Monin -- Obukhov} \\
 2^{\circ} \text{.-Cierre de Primer Orden:} \\
 \quad \text{a.-Teoria K o de la Difusividad Turbulenta} \\
 \quad \text{b.-Teoria de la Longitud de Mezcla} \\
 3^{\circ} \text{.-Teorias de Cierre de Ordenes Superiores}
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

$$\text{TEORIAS DE CIERRE NO LOCAL} \left\{ \begin{array}{l}
 1^{\circ} \text{.-Teoria de la Transicion Turbulenta} \\
 2^{\circ} \text{.-Teoria de la Difusividad Espectral}
 \end{array} \right.$$

La aplicación del conjunto de ecuaciones que gobiernan un flujo fluido al caso de un flujo turbulento es bastante compleja. Las variables que aparecen en dichas ecuaciones son variables instantáneas, y bajo un régimen turbulento sufren variaciones espaciales y temporales irregulares. Por ello, se hace necesaria la realización de diversas simplificaciones como son el análisis de escala, la modificación de los términos advectivos, la aproximación hidrostática, la aproximación de Boussinesq y la aproximación de la homogeneidad horizontal (Stull, 1994).

La primera modelización matemática de un régimen turbulento se apoya en la hipótesis fundamental de que este movimiento puede descomponerse en una fluctuación de tipo turbulento que se superpone a un flujo medio. Esta

descomposición se aplica a todas las magnitudes presentes en las ecuaciones básicas lo que permite descomponer las variables físicas instantáneas en una componente media y una componente perturbada (hipótesis de Reynolds). La componente perturbada es la manifestación de la existencia de la turbulencia y representa la perturbación turbulenta de la parte media.

Aplicada la hipótesis de Reynolds a todas las variables instantáneas del sistema de ecuaciones introducido y considerando el promedio de Reynolds, se obtiene el conjunto de ecuaciones que gobiernan el estado medio del régimen turbulento o ecuaciones para la predicción de las magnitudes medias del movimiento turbulento (Stull, 1994):

$$\frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g \frac{\bar{T}_1}{T_o} - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j \bar{V}_k - \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{V}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \frac{\mu}{\rho} \bar{\theta} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} \right) - \frac{L_p E}{\rho C_p} - \frac{\partial (\overline{u'_j \theta'})}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

El anterior sistema de ecuaciones tampoco tiene una solución general que se pueda obtener mediante métodos analíticos, por lo que, de nuevo, es precisa la utilización de métodos alternativos que proporcionan soluciones aproximadas.

La comparación de las ecuaciones para las magnitudes medias de un flujo turbulento con las correspondientes ecuaciones básicas para las magnitudes instantáneas permiten establecer las principales diferencias. En primer lugar, las variables que aparecen en las primeras son variables medias que poseen un comportamiento suave con variaciones lentas. En segundo lugar, la aparición de un término que representa el efecto producido por la existencia de la turbulencia. Este efecto es el transporte turbulento de las diferentes magnitudes. Y en tercer lugar, en las ecuaciones para las magnitudes medias se pueden hacer nuevas simplificaciones en virtud del análisis de escala porque no todos sus términos son del mismo orden de magnitud¹.

¹ En concreto, se pueden despreciar el término debido a la difusión molecular viscosa (despreciar la aceleración producida por las fuerzas viscosas), despreciar los términos en los que intervienen únicamente variaciones horizontales dado que en el estrato atmosférico más próximo a la superficie terrestre no son comparables en magnitud con las variaciones verticales (aproximación de la

Sin embargo, la principal diferencia de todas es la aparición de los términos de transporte turbulento o términos de divergencia de los flujos turbulentos $(\overline{u'_i u'_j}, \overline{u'_i c'})$ que son, desde el punto de vista estadístico, varianzas y covarianzas de las perturbaciones turbulentas de las diversas magnitudes físicas. En el caso concreto de la ecuación del movimiento medio este término del transporte turbulento se expresa en función del tensor de Reynolds τ . Estos términos de transporte turbulento no se corresponden con ningún otro presente en las ecuaciones básicas, y son inicialmente desconocidos. Esto implica que el anterior sistema de ecuaciones promedio tiene más incógnitas que ecuaciones y no es matemáticamente cerrado o resoluble. Es el problema del cierre turbulento que es la gran dificultad que impide obtener una teoría general de la turbulencia (Stull, 1994).

La presencia de estos términos tiene como importante consecuencia que la turbulencia debe ser considerada en el estudio y predicción del comportamiento de la capa límite planetaria o de un flujo turbulento cualquiera, incluso si únicamente se quieren pronosticar las magnitudes medias. Es decir, los flujos turbulentos plantean un importante problema, más aún en el estudio de la capa límite planetaria, puesto que han de ser previamente conocidos si se quieren utilizar las ecuaciones del flujo medio. Y sólo existen dos alternativas, evaluar estos flujos turbulentos experimentalmente u obtener ecuaciones adicionales para su pronóstico.

Teóricamente, la resolución de esta problemática situación requiere centrarse en el análisis del estado turbulento del flujo fluido caracterizado por las desviaciones turbulentas de las diferentes magnitudes. Sin embargo, el objetivo es la determinación de las varianzas y covarianzas, bien mediante su evaluación experimental, bien mediante la deducción de ecuaciones adicionales para predecirlas o ecuaciones de pronóstico. Las varianzas proporcionan información acerca de la intensidad turbulenta mientras que las covarianzas representan los flujos turbulentos. Por ello, en principio, el objetivo importante sería la obtención de las ecuaciones de pronóstico de los flujos turbulentos porque de esta forma habrá tantas ecuaciones como incógnitas y se podrá determinar el estado medio del flujo fluido (por ejemplo, el de la capa límite planetaria). Sin embargo, estas ecuaciones para los flujos turbulentos contienen nuevas incógnitas, lo que conlleva que el problema del cierre

homogeneidad horizontal) y la estacionariedad. También se puede despreciar el término de la aceleración de Coriolis.

turbulento ha sido desplazado a un orden superior. De esta forma, se concluye que para obtener una descripción completa de la turbulencia es necesario un número infinito de ecuaciones, y si se utiliza un número finito la descripción del flujo turbulento no será completa (Stull, 1994).

II.2.4 LA ECUACIÓN DE LA ENERGÍA CINÉTICA TURBULENTO

La energía cinética turbulenta e es una de las variables más importantes en el estudio de un flujo turbulento, en especial, en la capa límite planetaria, por los siguientes motivos. Esta magnitud es una medida de la intensidad de la turbulencia y está directamente relacionada con el transporte turbulento de momento, calor, humedad y contaminantes a través de dicha capa por lo que constituye la base de los estudios de difusión turbulenta.

La energía cinética turbulenta promedio y por unidad de masa se define mediante la expresión siguiente (Stull, 1994):

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \left[\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2} \right] \quad (2.5)$$

que representa la mitad de la suma de las varianzas de las componentes del campo de la velocidad.

El análisis de la energía cinética turbulenta se basa en su ecuación de balance cuyos términos describen aquellos fenómenos físicos que destruyen o generan turbulencia, luego energía cinética turbulenta. Dichos procesos están en un equilibrio relativo que viene a indicar el comportamiento del flujo. Es decir, según sea el balance se determina la posibilidad de que el flujo mantenga o no la turbulencia, o bien se vuelva o no turbulento. Además, los términos de esta ecuación de balance constituyen la base para la definición de algunos parámetros y números adimensionales que describen el comportamiento del flujo fluido.

La ecuación de balance de la energía cinética turbulenta promedio viene dada por la siguiente expresión (Stull, 1994):

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = \delta_{i3} \frac{g}{\theta} \overline{u'_i \theta'} - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_j e})}{\partial x_j} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\overline{u'_i p'})}{\partial x_i} - \varepsilon \quad (2.6)$$

donde los diferentes sumandos tienen los siguientes significados. En el primer miembro, el primer sumando representa la tendencia o variación temporal local de la energía cinética turbulenta mientras que el segundo es la advección de esta energía producida por la velocidad media. Respecto al segundo miembro, el primer sumando es un término de producción o consumo de energía cinética turbulenta por efecto de

la flotabilidad. El que sea de generación o de pérdida depende del signo del flujo de calor. En el caso de la capa límite planetaria, dicho flujo es positivo durante el día y negativo por la noche. El segundo sumando representa la producción o el consumo de energía cinética turbulenta por efecto de la cizalla de la velocidad media. En el caso de la capa límite planetaria, el flujo de momento tiene, generalmente, signo opuesto al de la cizalla del viento medio y, por tanto, este sumando sería de producción y proporcionaría una contribución positiva a la energía turbulenta. El tercer sumando representa el transporte turbulento de la energía cinética turbulenta, es decir, describe cómo esta energía es transportada por los remolinos turbulentos u'_j . El cuarto sumando es el término de correlación de la presión que describe cómo la energía cinética turbulenta es redistribuida por las perturbaciones de la presión. El quinto sumando describe la disipación viscosa de la energía cinética turbulenta mediante su conversión en calor (Stull, 1994).

Respecto al último sumando, siempre es un término de pérdida que existe en cualquier lugar en el que la energía cinética turbulenta sea no nula. Esto implica que la turbulencia es disipativa y tenderá a disminuir con el tiempo y desaparecer finalmente si no es generada o transportada por diferentes tipos de procesos (medios o turbulentos). Esto implica que la capa límite planetaria será turbulenta sólo si existen determinados procesos físicos generadores de turbulencia.

Dada una altura fija sobre la superficie terrestre el valor de la energía cinética turbulenta varía temporalmente de forma importante. A lo largo de un ciclo diurno, la energía cinética turbulenta tiene un gran incremento a primera hora de la tarde lo que representa la existencia de un *almacén* de esta energía en la atmósfera. En el transcurso de la tarde, la energía cinética turbulenta decrece con el tiempo debido a que los términos de disipación exceden en valor a los de producción de turbulencia. Sobre la superficie terrestre, el orden de magnitud de este término de variación local de la energía turbulenta oscila entre $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ y $5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ (Stull, 1994).

El término de la advección de la energía cinética turbulenta producida por el viento medio es poco conocido. En general, se supone que el término advectivo es despreciable, porque la variación horizontal a gran escala de la energía turbulenta es pequeña. Sin embargo, a menor escala, este término puede ser importante.

A continuación se analiza el segundo miembro de la ecuación de balance de la energía cinética turbulenta. En primer lugar, tenemos el término de producción o

consumo de energía cinética turbulenta por efecto de la flotabilidad que viene determinado por el flujo vertical turbulento de la temperatura potencial, $\overline{w'\theta'}$. El valor de este flujo indica cuándo este término es de producción o de consumo de turbulencia. Este sumando representa la contribución del empuje por flotabilidad por lo que es muy importante en situaciones de convección libre y, además, se usa para adimensionalizar el resto de los términos de la ecuación de balance de la energía cinética turbulenta. Otra característica importante de este término es que actúa exclusivamente en la dirección vertical y, por tanto, sólo afecta a la componente vertical de la ecuación de balance de la energía turbulenta. Por ello, es un término anisótropo, existiendo otros términos denominados "de regreso a la isotropía" responsables de la transferencia de parte de la energía cinética turbulenta vertical hacia las direcciones horizontales. Como se ha mencionado, este término representa una pérdida de energía turbulenta cuando toma valores negativos lo que ocurre en condiciones de estratificación estable que tiende a suprimir la turbulencia, es decir, a consumir energía cinética turbulenta. Dichas condiciones aparecen por la noche en la capa límite estable o a cualquier hora si la superficie terrestre está más fría que el aire situado sobre ella. Además, esta situación de pérdida de energía cinética turbulenta también aparece en la cima de la capa de mezcla por el entrañamiento de aire cálido procedente de la atmósfera libre (Stull, 1994).

A continuación, tenemos el término de generación mecánica o por cizalla de la energía cinética turbulenta. Este término representa la interacción entre la turbulencia (el flujo turbulento de momento) y el viento medio que tiende a generar más turbulencia, es decir, a producir energía cinética turbulenta. Se trata de una contribución positiva porque el flujo suele tener signo opuesto al de la cizalla del viento medio que viene acompañada por una pérdida de la energía cinética del flujo medio. Este término toma los mayores valores en la capa superficial donde la cizalla del viento medio es mayor. Un segundo máximo en la producción de energía cinética turbulenta por cizalla, sucede, a veces, en la cima de la capa de mezcla debido a la variación del viento a través de la zona de entrañamiento. Por encima de la capa superficial, en el resto de la capa de mezcla, el viento medio varía poco con la altura, luego la cizalla es casi nula y este término de producción de energía turbulenta es casi cero. Concretamente, las cizallas más grandes están asociadas a las variaciones verticales de las componentes horizontales \overline{U} y \overline{V} , lo que implica que la producción

de energía cinética turbulenta por cizalla es mayor en la dirección horizontal, es decir, es anisótropa igual que sucedía con el término de producción por flotabilidad. La diferencia reside en que mientras la cizalla produce turbulencia en las direcciones horizontales principalmente, la flotabilidad crea turbulencia en la dirección vertical (Stull, 1994).

Por tanto, los dos primeros términos del segundo miembro si son productores de energía cinética turbulenta contribuyen a la turbulencia, pero lo hacen de modo distinto. Es diferente la turbulencia generada por el efecto de la flotabilidad que la creada por el efecto de la cizalla, lo que permite clasificar la convección en función del tipo de contribución predominante. La convección libre surge cuando la contribución del término de producción por flotabilidad es mucho mayor que el de la cizalla media. La convección forzada aparece cuando la turbulencia se genera exclusivamente por el efecto mecánico de la cizalla media. La convección forzada aparece en días con viento, en situaciones con cielos cubiertos, durante la noche sobre la superficie terrestre y siempre que el terreno esté más frío que el aire situado encima suyo. En la mayor parte de las situaciones reales, ambos factores contribuyen a la producción de turbulencia (Stull, 1994).

El siguiente término a analizar es la divergencia del flujo turbulento de la energía cinética turbulenta ($\overline{u'_j e}$) que representa el transporte turbulento de dicha energía. Este término es destacable por su variación vertical más que por su valor. A escala local, puede ser tanto de producción como de pérdida. Si hay convergencia en el flujo, entonces la energía cinética turbulenta aumentará. A escala global, si consideramos el conjunto de la capa límite planetaria, este término es nulo, es decir, ni crea ni destruye energía cinética turbulenta sino que se redistribuye de un punto a otro. Este efecto neto se obtiene porque la energía turbulenta producida cerca del suelo es transportada hacia arriba, hasta la mitad de la capa de mezcla, antes de ser disipada (Stull, 1994).

El término de correlación de la presión describe cómo la energía cinética turbulenta es redistribuida por las perturbaciones de la presión, a menudo asociadas con oscilaciones en el aire. No obstante, se conoce muy poco acerca del comportamiento y los valores de este término.

Finalmente, el último sumando es un término de pérdida de energía cinética turbulenta que representa la destrucción de los movimientos turbulentos producida

por la disipación viscosa molecular, tanto mayor cuanto más pequeña sea la escala turbulenta o el tamaño de los *eddies*. Durante el día este término presenta los valores más grandes cerca de la superficie terrestre y se mantiene constante con la altura dentro de la capa de mezcla. Más allá de su cima, la disipación decrece rápidamente hasta el valor cero. Durante la noche la disipación decrece rápidamente con la altura, registrándose los valores mayores cerca de la superficie terrestre (Stull, 1994).

Hay que mencionar que no existe un balance perfecto entre el ritmo de disipación y el de producción de la energía cinética turbulenta debido a la presencia de los diversos términos de transporte. No obstante, existe una relación notable entre la producción de turbulencia o energía cinética turbulenta y su disipación: cuanto más turbulencia se produzca, más disipación habrá. Por otra parte, el término de disipación tiene los mayores valores para los remolinos turbulentos de menor tamaño para los que los términos de producción son casi nulos. Dichos términos de generación de turbulencia por cizalla y por flotabilidad corresponden a los *eddies* más grandes, luego la energía cinética turbulenta no se disipa en estas escalas mayores.

Por tanto, se concluye que la producción y la disipación de la energía cinética turbulenta no acontecen en las mismas escalas, siendo ésta una de las características importantes de la turbulencia atmosférica. Dado que la producción aparece predominantemente en la escala de los remolinos turbulentos mayores y la disipación actúa sólo en la escala de los *eddies* más pequeños, esto implica que ha de existir un transporte de energía turbulenta desde donde es generada hasta donde es disipada, es decir, a través de los remolinos turbulentos de tamaño intermedio con un ritmo que ha de ser igual al ritmo de disipación de energía en las escalas menores (Stull, 1994).

Los flujos fluidos pueden evolucionar de diversas maneras existiendo numerosos factores que influyen en ellos. Algunos de estos factores provocan la inestabilización del flujo mientras que otros producen una tendencia hacia la estabilidad. Cuando el efecto de los primeros excede al de los segundos, aparece la turbulencia. Estos factores pueden interpretarse en función de los términos de la ecuación de balance de la energía cinética turbulenta.

El análisis de la influencia de los diferentes factores introducidos se puede abordar mediante dos procedimientos. El primero consiste en la utilización de parámetros adimensionales obtenidos al emparejar un factor desestabilizador con

otro estabilizador, expresando su relación en forma adimensional. Entre estos parámetros tenemos el Número de Reynolds, el Número de Richardson, el de Rossby o el de Rayleigh. El segundo procedimiento se basa en la utilización de parámetros no adimensionales, entre los que destaca la Longitud de Monin-Obukhov.

El estudio del comportamiento de un flujo fluido tiene uno de sus fundamentos en el análisis de su respuesta ante diversas situaciones a las que se vea sometido. El concepto de estabilidad estática representa la posibilidad de que se produzca convección libre por efecto de la flotabilidad. Este tipo de estabilidad se denomina estática porque no depende del campo de la velocidad del viento. Una capa fluida es estáticamente inestable cuando el fluido menos denso (por ejemplo, aire más cálido y/o húmedo), y, por ello, con más flotabilidad, se sitúa debajo del más denso. Entonces, la respuesta a esta inestabilidad es la producción de circulaciones convectivas (por ejemplo, las térmicas) que permiten al fluido inferior ascender y así estabilizar la situación.

En el caso atmosférico, la definición tradicional de estabilidad estática se fundamenta en el gradiente adiabático local (Morán, 1984):

$$\gamma_{\text{Adiabático}} = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} = \frac{0.98 \text{ K}}{100 \text{ m}} \quad (2.7)$$

siendo, por tanto, una definición local que, a menudo, no se cumple en la capa límite convectiva, donde los movimientos del aire (por ejemplo, las térmicas) dependen más de su exceso de flotabilidad que del comportamiento térmico del ambiente circundante.

Por todo ello, la medida dada exclusivamente por el gradiente adiabático local es insuficiente para determinar la estabilidad estática en situaciones atmosféricas. Entonces es necesario o bien conocer el perfil vertical completo de θ , o bien medir el flujo turbulento $\overline{w'\theta'}$ para así proporcionar una definición no local. En este último caso, si $\overline{w'\theta'} > 0$ tendremos una capa inestable o convectiva porque las parcelas de aire desplazadas se alejan cada vez más de su posición inicial; si $\overline{w'\theta'} < 0$, tendremos una capa estable porque las parcelas de aire desplazadas regresan a su posición de equilibrio, mientras que si $\overline{w'\theta'} = 0$ tendremos una capa neutral.

El concepto de estabilidad estática se ve ampliado por el de estabilidad dinámica que tiene en cuenta el efecto del campo de velocidad. La consideración de este nuevo factor se debe a que la cizalla del viento es capaz de generar turbulencia

incluso si el aire es estable estáticamente¹.

Es interesante destacar que tanto en la inestabilidad estática como en la dinámica el fluido reacciona de manera que tienda a desaparecer la causa de la inestabilidad. En general, el resultado de la inestabilidad es la producción de turbulencia, y los mecanismos utilizados por el flujo fluido para destruir la causa de la inestabilidad, destruirán la turbulencia. Si como consecuencia de una situación de inestabilidad estática surge un proceso de convección, el flujo desplaza el fluido con mayor flotabilidad hacia arriba, estabilizando así la capa inicialmente inestable. Si como consecuencia de una situación de inestabilidad dinámica surge turbulencia de origen mecánico, este flujo turbulento tiende a reducir las cizallas de la velocidad, estabilizando también la capa fluida.

Por tanto, se concluye que la turbulencia actúa de modo que se elimina a sí misma porque una vez estabilizado el flujo fluido, la turbulencia disminuye². Esto implica que si existe turbulencia en un flujo durante un período de tiempo importante (por ejemplo, en la capa límite planetaria), entonces ha de existir algún fenómeno o forzamiento externo que esté desestabilizando dicho fluido durante ese intervalo temporal. Para la capa límite planetaria, el forzamiento externo capaz de mantener una inestabilidad estática es el calentamiento solar, mientras que el fenómeno que mantiene una inestabilidad dinámica son los gradientes de presión producidos por los fenómenos de escala sinóptica.

Dada la importancia que tiene el comportamiento de un flujo fluido en función de las condiciones en las que se desarrolla es preciso definir diversos parámetros de estabilidad entre los que destaca el número de Richardson en sus diversas formas y la longitud de Monin-Obukhov (Stull, 1994).

El número de Richardson representa la relación existente entre diferentes términos de la ecuación de balance de la energía cinética turbulenta. Este parámetro se caracteriza porque no proporciona información alguna acerca de la intensidad de

¹ Este es el caso de la denominada inestabilidad de Kelvin-Helmholtz que es estudiada experimentalmente en el laboratorio donde se simula la cizalla mediante la superposición de dos capas fluidas con estratificación estable y con una cierta velocidad relativa entre ellas. Esta inestabilidad de Kelvin-Helmholtz produce con cierta frecuencia ondas en capas estables de aire.

² Dada una inestabilidad en un fluido éste reacciona de manera que tienda a desaparecer la causa de la inestabilidad. El resultado probable de una inestabilidad es la producción de turbulencia y ésta va a ser el mecanismo utilizado por el flujo para destruir la causa de la inestabilidad. Por ejemplo, la convección tiende a desplazar el fluido con mayor empuje por flotación hacia arriba estabilizando así una capa inestable.

la turbulencia sino de la presencia o no de la misma. Bajo este nombre genérico se esconden tres parámetros diferentes que son el número de Richardson de flujo, el número de Richardson de gradiente y el número de Richardson de masa.

El número de Richardson de flujo estima cuándo un flujo fluido puede volverse dinámicamente inestable. Representa la relación entre un factor desestabilizador y otro estabilizador de un flujo y, más concretamente, compara las magnitudes del término de producción de turbulencia por cizalla y el término de consumo de turbulencia por flotabilidad. Esta comparación es útil por describir adecuadamente situaciones en las que en una capa con estabilidad estática existen movimientos verticales turbulentos que actúan en contra de la gravedad que sería la fuerza restauradora. De esta forma, el empuje por flotabilidad tendería a suprimir dichos movimientos turbulentos y sería un término de consumo de energía cinética turbulenta, mientras que la cizalla de la velocidad tendería a generar turbulencia y representaría el término de producción.

La relación entre los dos términos mencionados es (Stull, 1994):

$$R_f = \frac{\left(\frac{g}{\theta}\right) \overline{w' \theta'}}{\left(\overline{u'_i u'_j}\right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}} \quad (2.8)$$

donde el denominador es el resultado de la suma de 9 términos. El número de Richardson de flujo toma un valor crítico en 1 cuando se produce un balance entre el consumo y la producción de energía cinética turbulenta.

La utilización del número de Richardson de flujo plantea el siguiente problema. Este parámetro sólo puede calcularse para flujos fluidos turbulentos porque requiere obtener los flujos turbulentos tales como $\overline{w' \theta'}$. Es decir, este parámetro sólo permite averiguar si un flujo turbulento se volverá menos turbulento e incluso laminar, pero no al revés.

Según la Teoría K o de la difusividad turbulenta los flujos turbulentos son proporcionales a los gradientes medios de las respectivas magnitudes. Tras realizar dicha sustitución se obtiene una nueva relación que es el número de Richardson del gradiente:

$$R_i = \frac{\left(\frac{g}{\bar{\theta}}\right) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}\right)^2\right]} \quad (2.9)$$

Si en la expresión (2.9) aproximamos las cizallas de la velocidad media, así como el gradiente de la temperatura por sus respectivas expresiones en la forma de incrementos finitos se obtiene otra relación que es el número de Richardson de masa:

$$R_B = \frac{g \Delta \bar{\theta} \Delta z}{\bar{\theta} \left[(\Delta \bar{U})^2 + (\Delta \bar{V})^2 \right]} \quad (2.10)$$

Respecto a la Longitud de Monin-Obukhov es un parámetro no adimensional útil en aquellas capas fluidas en las que la magnitud de los flujos turbulentos varía menos de un 10% (por ejemplo, la capa superficial). Su expresión es:

$$L = \frac{-\bar{\theta} u_*^3}{kg \left(\overline{w' \theta'} \right)_s} \quad (2.11)$$

La Longitud de Monin-Obukhov es un parámetro proporcional a la altura de la capa atmosférica respecto de la superficie terrestre en la que la producción mecánica de turbulencia por efecto de la cizalla domina a la producción por efecto de la flotabilidad.

A partir de la Longitud de Monin-Obukhov se define otro parámetro de estabilidad, que es:

$$\xi = \frac{z}{L} \quad (2.12)$$

cuya magnitud no está directamente relacionada ni con la estabilidad estática ni con la dinámica, sino que sólo su signo guarda una relación con la estabilidad estática de modo que si $\xi < 0$ hay inestabilidad estática, si $\xi > 0$ hay estabilidad estática y si $\xi = 0$ hay neutralidad. Este parámetro sólo puede calcularse para regímenes turbulentos.

II.3 EL FENÓMENO DE LA MEZCLA ENTRE FLUIDOS

II.3.1 LA MEZCLA FLUIDA

La mezcla entre fluidos es uno de los fenómenos más característicos y definitorios de la dinámica de un determinado estado de la materia que es el estado fluido (los sólidos no se mezclan). Es uno de los procesos más complejos que existen en la naturaleza y uno de los más importantes por las consecuencias de diversa índole que de ella se derivan. Por medio de la mezcla fluida tienen lugar los intercambios entre las magnitudes físicas presentes en el fluido, controlando la evolución dinámica posterior del mismo según que la mezcla se vea favorecida o inhibida. Por ello, la mezcla fluida es determinante cuando los fluidos son geofísicos, tanto en la atmósfera como en el océano.

Existen dos clases de mezcla fluida que son la mezcla molecular y la mezcla turbulenta.

La mezcla molecular es consecuencia de un proceso de difusión a nivel molecular. Por ello, este procedimiento de mezcla se ve favorecido cuando el flujo fluido se produce en régimen laminar o está en reposo, generando una transferencia de magnitudes físicas caracterizada por su lentitud y pequeña intensidad. El proceso de mezcla molecular aparece con dificultad en las situaciones geofísicas normales a menos que las velocidades sean muy pequeñas o la viscosidad sea grande.

La mezcla turbulenta es una consecuencia y, a la vez, una propiedad esencial de la dinámica de un flujo turbulento. Por tanto, este mecanismo de mezcla se favorece cuando un flujo fluido se vuelve turbulento, es decir, para números de Reynolds grandes. Como se mencionó en el capítulo I, una de las características más sobresalientes de un flujo en régimen turbulento es su capacidad para generar procesos de difusión con mezcla que son de gran efectividad e intensidad. De hecho, en comparación con la mezcla molecular ésta se ve prácticamente anulada porque los coeficientes de intercambio para las diferentes magnitudes físicas son varios órdenes de magnitud mayores en el caso de la mezcla turbulenta (Yagüe, 1992)).

El problema que supone el estudio y comprensión de la mezcla turbulenta se ha abordado desde diversos enfoques como son el puramente teórico, la

modelización numérica y la modelización experimental.¹ En general, la realización de pruebas de laboratorio es fundamental para el entendimiento de las características de la mezcla turbulenta. Y en particular, la experimentación sobre mezcla turbulenta es imprescindible para el análisis de la turbulencia atmosférica dado que el estudio directo de la atmósfera es complicado.

Prandtl (1925) fue uno de los primeros físicos en postular una teoría que describiera el mecanismo de la mezcla turbulenta por analogía con el de la mezcla molecular². Este investigador postuló que la mezcla turbulenta se realiza de forma semejante a la molecular donde el papel jugado por las moléculas estaría representado por unos volúmenes fluidos que son los encargados de realizar la transferencia después de haber recorrido, sin interacción alguna, una distancia conocida como *longitud de mezcla*. Tras recorrer este espacio, estos volúmenes de fluido realizarían la transferencia en la nueva posición y se mezclarían con el fluido ambiente si los valores de las propiedades transportadas por los paquetes fluidos son diferentes de los del fluido circundante. Dicho intercambio conlleva la aparición de fluctuaciones turbulentas en los valores de las propiedades físicas del fluido. La transferencia turbulenta tiene lugar exclusivamente en la dirección en que decrece el valor de la magnitud en cuestión, mientras que el movimiento de los volúmenes fluidos tiene lugar en todas las direcciones del espacio aleatoriamente. Este es el fundamento de la teoría de la longitud de mezcla cuya expresión más destacada es (Yagüe, 1992):

$$\begin{aligned} u' &= v' = -\ell \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ w' &= \ell \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde ℓ es la longitud de mezcla anteriormente definida. En el caso particular de la capa límite planetaria, la longitud de mezcla depende de su espesor y de su estratificación térmica.

Los fenómenos productores de mezcla turbulenta en un fluido cualquiera, geofísico o no, tanto uniforme como estratificado, se enumeran a continuación. La

¹ El caso de la modelización experimental incluye las medidas de campo que se realizan en situaciones geofísicas, es decir, atmosféricas y oceánicas, para conocer el comportamiento de la turbulencia asociada.

²Según la teoría cinética de los gases, la transferencia molecular de las distintas magnitudes físicas se realiza por medio de la colisión entre las moléculas del fluido, que previamente habrán recorrido una cierta distancia conocida como recorrido libre medio.

existencia de un gradiente de velocidad que al actuar sobre una cierta región fluida es capaz de generar la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz³ (Faber, 1995). En situaciones atmosféricas, el gradiente vertical de velocidad es conocido como cizalla del viento. Otra causa es la existencia de un gradiente vertical de densidad que puede ser producido tanto por variaciones de temperatura como por cambios de concentración debidos a modificaciones en la composición, presencia de sedimentos, solutos o contaminantes. Si este gradiente genera una distribución inestable de densidad entonces aparecerá una inestabilidad de Rayleigh-Taylor en la región fluida correspondiente cuyo desarrollo producirá la mezcla turbulenta (Faber, 1995; Sharp, 1984). Los fenómenos de doble difusión o doble convección, generados como consecuencia de los diferentes órdenes de magnitud de los coeficientes de difusión térmica y salina, son procesos transcendentales para el desarrollo de mezcla turbulenta en el caso del océano. Finalmente, la topografía de la superficie sobre la que fluye el fluido puede ser causa de generación de turbulencia como en el caso atmosférico la es la orografía de la superficie terrestre.

³ Los fenómenos producidos por la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz pueden aparecer en el origen de la turbulencia en cielo despejado.

II.3.2 LA MEZCLA TURBULENTA FLUIDA BAJO LAS CONDICIONES DE UNA ESTRATIFICACIÓN ESTABLE

El proceso de mezcla turbulenta posee características diferenciadoras y genera situaciones distintas dependiendo del tipo de estratificación del sistema fluido en el que tenga lugar.

La mezcla turbulenta bajo las condiciones de una estratificación estable posee un gran interés por diversos motivos. Por una parte surge la variedad y complejidad de los fenómenos producidos bajo estas condiciones, y, por otra, aparecen las implicaciones que sobre la difusión de contaminantes tiene la presencia de una estratificación estable en situaciones atmosféricas siendo capaz de reducir e incluso puede inhibir la mezcla turbulenta lo que hace de esta situación un tema de gran importancia (Redondo, 1987; Yagüe, 1992).

La estratificación estable hace referencia a sistemas fluidos, tanto experimentales como geofísicos, en los que el fluido de mayor densidad se sitúa debajo del de menor densidad. Desde el punto de vista de la estabilidad estática, esta situación es gravitacionalmente estable en el sentido de que toda partícula fluida separada de su posición de equilibrio tenderá a regresar a la misma bajo el efecto de la fuerza de flotabilidad.

La existencia de mezcla turbulenta en un sistema fluido estratificado establemente requiere la generación previa de turbulencia mediante algún procedimiento térmico o mecánico que será natural en situaciones geofísicas y artificial en el laboratorio (Redondo, 1987; Yagüe, 1992). La consecuencia de la actuación de la mezcla turbulenta bajo estas condiciones es el debilitamiento de la estratificación estable inicial que tenderá a desaparecer si la mezcla es lo suficientemente intensa como para generar una estratificación indiferente. No obstante, la evolución de los procesos de mezcla turbulenta bajo las condiciones de una estratificación estable es variada y hasta contrapuesta. Por un lado, el resultado puede ser la ruptura y destrucción de dicha estratificación estable, obteniéndose como resultado final la homogeneización del sistema fluido como se acaba de mencionar (Yagüe, 1992). Sin embargo, éste no es el único resultado posible sino que también puede existir el opuesto, es decir, la relaminarización e intensificación de la interfase estable de densidad.

A nivel experimental, se han realizado numerosas investigaciones sobre la

mezcla turbulenta en un sistema fluido con una estratificación estable. Estos estudios se han basado en la construcción en el laboratorio de una interfase de densidad estable que, posteriormente, es erosionada y destruida por efecto de la mezcla turbulenta que aparece como consecuencia de la generación de turbulencia mediante diferentes procedimientos mecánicos (Redondo, 1987; Yagüe, 1992). En general, estas investigaciones analizan un importante parámetro que representa el comportamiento energético global del proceso y que se conoce como la eficiencia de mezcla.

Existe otro importante fenómeno relacionado con el proceso de mezcla turbulenta a través de una interfase estable de densidad que es la generación y ruptura de ondas internas en dicha interfase. Estas ondas internas se propagan lateralmente por la interfase disipando una cierta cantidad de energía que es directamente proporcional a la diferencia de densidad existente a través de dicha interfase (Redondo, 1987; Yagüe, 1992). Esto implica que cuanto más tiempo se mantenga sin erosionar una interfase estable que está siendo destruida mediante algún procedimiento, tanta más energía se disipará. Una mayor generación de ondas internas, retrasa la mezcla y da lugar al comportamiento característico de la eficiencia y el tiempo de mezcla frente al número de Richardson (Yagüe, 1992).

A nivel geofísico, las estratificaciones estables están presentes continuamente tanto en la atmósfera como en el océano. En el caso de la atmósfera, una de las estratificaciones estables más notables son las inversiones térmicas de diversos tipos, que constituyen interfases naturales que ejercen una importante influencia sobre la mezcla atmosférica. En el caso oceánico, la interfase estable de densidad más importante es la termoclina, constituida por aquella región del océano en la que la variación vertical de la temperatura es máxima. Tanto en la atmósfera como en el océano existen los mecanismos adecuados para la generación de turbulencia, luego de mezcla turbulenta, que son capaces de destruir en distinto grado las estratificaciones estables naturales mencionadas y, de esta forma, tienden a homogeneizar el fluido geofísico correspondiente.

El estudio de la mezcla turbulenta bajo condiciones de estratificación estable es muy importante en el caso de la atmósfera. En particular, el proceso de mezcla turbulenta a través de las inversiones térmicas es un fenómeno de importancia transcendental en las situaciones de contaminación atmosférica. Durante el período nocturno tiene lugar la aparición e intensificación de una inversión térmica radiativa

que sólo puede ser erosionada por la acción de la turbulencia generada por la cizalla vertical del viento. Al iniciarse el efecto de la radiación solar surge una nueva fuente de turbulencia, de modo que a partir de ese momento la convección térmica también interviene como generadora de turbulencia. Bajo la combinación de estos dos factores, la altura de la inversión térmica asciende mientras que en su parte inferior se genera una capa de mezcla que irá creciendo a lo largo del día debido al efecto de la convección térmica. El ritmo de crecimiento de la altura de la capa de mezcla depende del ritmo de calentamiento y del de entrañamiento de aire de diferentes propiedades a través de la interfase estable que constituye el límite superior de la misma y que es la inversión térmica. La modelización de la región de entrañamiento, situada en el límite entre la capa de mezcla y la base de la inversión térmica, es trascendental, y, por ello, la importancia de todo estudio experimental cuyo objetivo sea el análisis de los fenómenos físicos implicados en dicha zona (Deardorff et al. 1969; Yagüe, 1992). Por tanto, con este ejemplo de fenómeno atmosférico queda puesto de manifiesto la importancia de los estudios experimentales de mezcla turbulenta a través de interfases estables de densidad como los realizados por el profesor Dr. D. Yagüe (Yagüe, 1992) y el profesor Dr. D. Redondo (Redondo, 1989/87), así como el interés de las conclusiones que de ellos se deriven de cara a la comprensión de la evolución de la capa de mezcla atmosférica.

II.3.3 LA MEZCLA TURBULENTA FLUIDA BAJO CONDICIONES DE ESTRATIFICACIÓN INESTABLE

Las características de un proceso de mezcla turbulenta son diferentes en función del tipo de estratificación que presente el sistema fluido en el que tiene lugar. La mezcla turbulenta bajo las condiciones de una estratificación inestable puede aparecer en cualquier situación en la que se invierta la disposición estable de los fluidos, ya sea en una extensión o localmente (Dillon, 1982; Itsweire, 1984; Linden & Redondo, 1991).

La estratificación inestable se corresponde con sistemas fluidos experimentales o geofísicos en los que el fluido de mayor densidad se sitúa encima del de menor densidad o el de menor temperatura sobre el de mayor. Desde el punto de vista de la estabilidad estática, esta situación es gravitacionalmente inestable en el sentido de que toda partícula fluida separada de su posición de equilibrio tenderá a alejarse de la misma bajo el efecto de la fuerza de flotabilidad.

La presencia de mezcla turbulenta en un sistema fluido estratificado inestablemente no requiere la generación previa de turbulencia mediante ningún procedimiento térmico o mecánico porque esta situación tiende a generar turbulencia al ser inherentemente inestable. La consecuencia del desarrollo de la mezcla turbulenta bajo estas condiciones es la desaparición de la situación inestable inicial y la homogeneización del sistema fluido que pasa a ser estable o indiferente.

A nivel experimental, se han realizado diversas investigaciones sobre la mezcla turbulenta en un sistema fluido con una estratificación inestable. Estos estudios se han basado en la construcción en el laboratorio de una interfase de densidad estable que es acelerada adecuadamente de forma que se inestabiliza el sistema fluido (Cole & Tankin, 1973), o bien en la construcción directa de una distribución de densidad que sea inestable que representa una inestabilidad de Rayleigh-Taylor, que teóricamente es el representante por excelencia de una estratificación inestable (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994; Sharp, 1984).

II.3.3.1 LA INESTABILIDAD DE RAYLEIGH-TAYLOR

La inestabilidad de Rayleigh-Taylor está presente siempre que en un sistema fluido exista una situación inestable gravitacionalmente desde el punto de vista de la estratificación fluida y es una de las principales causas productoras de mezcla entre fluidos de diferente densidad tanto en fenómenos naturales como en los derivados de aplicaciones tecnológicas¹(Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994; Read, 1984; Sharp, 1984). Existe un amplio rango de fenómenos en los que esta inestabilidad está presente y que se extienden desde los procesos de vuelco que ocurren durante el colapso del núcleo de una estrella masiva hasta los procesos de microturbulencia en fluidos, en particular geofísicos, bajo los cuales subyace esta inestabilidad². Otros ejemplos de fenómenos naturales en los que puede jugar un papel importante son la formación de chorros en nubes de gas en rotación en un potencial gravitacional o los procesos de la ionosfera (Arnett, 2000; Bernhardt, 1982).

La inestabilidad de Rayleigh-Taylor es una inestabilidad hidrodinámica que acontece cuando la disposición de los fluidos de diferente densidad es tal que la presión es mayor sobre el fluido menos denso (Linden & Redondo, 1991; Read, 1984; Sharp, 1984). De esta forma, la interfase de densidad que separa a los fluidos está sometida a un gradiente de presión perpendicular a la misma siendo esta inestabilidad consecuencia de la actuación de este gradiente de presión sobre las variaciones de densidad. Como resultado se produce una aceleración diferencial entre los fluidos que es capaz de provocar turbulencia. Si adicionalmente los fluidos son miscibles, la aparición de turbulencia genera mezcla hasta el nivel molecular. En general, la inestabilidad de Rayleigh-Taylor ocurre en cualquier situación en la que el producto escalar del gradiente de presión y el gradiente de densidad sea negativo (Youngs, 1989):

$$\nabla p \cdot \nabla \rho < 0 \quad (2.14)$$

¹ Por ejemplo, los procesos de fusión por implosión electromagnética y por láser.

² Otros ejemplos los proporciona la física del plasma, la evolución de las galaxias y las explosiones de las supernovas.

El caso más sencillo de inestabilidad de Rayleigh-Taylor es el conocido como salto o escalón de densidad. Esta situación se corresponde con la de dos fluidos de diferente densidad que están superpuestos en un campo gravitacional y están separados por una interfase de densidad que es horizontal, de forma tal que la densidad disminuye en la dirección de la gravedad. Bajo estas condiciones el fluido más denso queda situado encima del más ligero y la interfase de densidad que los separa está en una configuración de equilibrio inestable de forma que al ser perturbada se desarrolla según la inestabilidad gravitacional de Rayleigh-Taylor.

La inestabilidad Rayleigh-Taylor ha sido estudiada ampliamente en las últimas décadas. Las primeras investigaciones de tipo teórico se centraron en el crecimiento de una perturbación en el régimen lineal (Taylor, 1949). Bajo estas consideraciones la zona mezclada se incrementa con el tiempo. Los estudios posteriores se centraron en la realización de experimentos utilizando fluidos inmiscibles para obtener proporciones de densidad grandes. Por ello, estos experimentos empleaban cubetas experimentales que se aceleraban con el objetivo de hacer despreciable el efecto de la tensión superficial (Cole & Tankin, 1973). La mezcla molecular estaba inhibida en estos experimentos. Posteriormente se iniciaron simulaciones bidimensionales y tridimensionales (Tryggvason & Unverdi, 1990; Youngs, 1984; Youngs, 1991), así como los experimentos con fluidos miscibles (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994). Las simulaciones ya tienen en consideración el alto grado mezcla a pequeña escala consecuencia del desarrollo de una inestabilidad Rayleigh-Taylor si los fluidos son miscibles. El ritmo de crecimiento tridimensional es mayor que en el caso bidimensional, que proporciona una estimación del crecimiento global de la zona mezclada. En el caso tridimensional de mezcla turbulenta entre fluidos miscibles, la gran disipación de las fluctuaciones de la velocidad y de la densidad actúa en contra del crecimiento de las estructuras de gran escala.

El desarrollo dinámico de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor tiene lugar por medio de una variada fenomenología en la que destaca la formación de unas estructuras en forma de *ganchos* ("*spikes*"). Su evolución hace que en sus laterales se desarrollen inestabilidades de Kelvin-Helmholtz. Los ganchos corresponden al movimiento de caída del fluido más denso. Además, se forman otras estructuras conocidas como *burbujas* ("*bubbles*") resultantes del ascenso del fluido menos denso al ser perturbada la interfase de densidad. Adicionalmente, tienen lugar procesos de

unión entre los ganchos y las burbujas, y también se generan fenómenos de entrañamiento ("*entrainment*") y de mezcla turbulenta (Sharp, 1984).

Toda esta compleja evolución dinámica puede describirse a través de una serie de etapas (Sharp, 1984). La primera etapa se caracteriza por la presencia de perturbaciones iniciales en la interfase de densidad, plana y horizontal, que separa a los dos fluidos constituyentes del sistema fluido. Dado el pequeño tamaño de dichas perturbaciones, el crecimiento inicial de este tipo de inestabilidad se analiza haciendo uso de la forma lineal de las ecuaciones que gobiernan el comportamiento fluido. En tal caso, el resultado es un crecimiento exponencial con el tiempo de la amplitud de esas perturbaciones.

La segunda etapa se caracteriza porque en ella tiene lugar un crecimiento no lineal de la amplitud de la perturbación hasta un tamaño del orden de la longitud de onda λ asociada a esa perturbación. Este desarrollo está muy influido por el valor del número de Atwood A (ver apartado V.2.1). Si este parámetro es menor o del orden de la unidad, entonces el fluido más ligero se mueve dentro del más denso formando unas burbujas con la cima redondeada y de sección aproximadamente circular. Por su parte, el fluido más denso se desplaza formando unos ganchos situados entre las burbujas. Si dicho parámetro es del orden de cero, aunque mayor, el comportamiento es semejante al de dos conjunto de burbujas interpenetrándose.

La tercera etapa está caracterizada por el desarrollo de la estructura de los ganchos, así como la interacción entre las burbujas. Respecto al primer fenómeno está en relación con el desarrollo de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz en los laterales de los ganchos, efecto que es más pronunciado para valores bajos del número de Atwood. Respecto al segundo, existen evidencias experimentales de un proceso de amalgamación o mezcla entre las burbujas por el que las más grandes absorben a las más pequeñas, volviéndose mayores y más rápidas.

La cuarta etapa desemboca en el estado final y en ella tiene lugar la ruptura de los ganchos ya desarrollados³, la penetración de las burbujas a través de láminas de

³ Respecto al fenómeno de ruptura de los ganchos se conoce con poco detalle y para comprenderlo se recurre a una analogía entre el gancho de fluido denso cayendo y la caída de un chorro líquido con el objetivo de que el análisis de la estabilidad y atomización del jet pueda ser adaptado al caso del gancho. Cabe destacar como una de las causas de la ruptura la presencia de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz en los laterales del chorro, lo que produce una zona de mezcla turbulenta que se extiende hacia el interior del mismo. La comprensión del comportamiento de esta zona de mezcla (Artiñano, 1988) podría acercarnos al proceso de ruptura del gancho.

fluido de espesor finito, así como otros fenómenos más complicados cuyo resultado global es la mezcla turbulenta entre los dos fluidos.

Existen numerosos factores que influyen en el desarrollo de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor como la tensión superficial, la viscosidad, la compresibilidad, los efectos de la geometría, la variación temporal de la aceleración a que está sometida la interfase de densidad o todo tipo de heterogeneidades existentes en el sistema. Estos efectos modifican el desarrollo de las estructuras asociadas a esta inestabilidad (Sharp, 1984).

La teoría lineal de Taylor es la primera que presenta una explicación del desarrollo de esta inestabilidad. Según esta teoría, una perturbación sinusoidal inicial presente en una interfase de densidad con una condición de equilibrio inestable, crecerá exponencialmente mientras que la amplitud de la perturbación sea pequeña comparada con su longitud de onda (régimen lineal). Este crecimiento inicial es simétrico. A continuación, esta situación deja de verificarse y la perturbación se desarrolla de forma no simétrica mediante la formación del *gancho* y de la *burbuja*. Posteriormente, la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz se desarrolla en el lateral y la parte frontal del *gancho*.

La etapa inicial de la evolución de esta inestabilidad es la más analizada porque se puede hacer uso de la forma linealizada de las ecuaciones de la dinámica de fluidos. A continuación, introducimos brevemente algunos resultados del análisis lineal de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Se considera el caso de una geometría plana, es decir, una interfase horizontal que separa a dos capas fluidas de extensión y profundidad infinita y que están constituidas por fluidos ideales e incompresibles, como se muestra en la siguiente figura II.1.

Como se ha mencionado anteriormente, el caso más sencillo de inestabilidad de Rayleigh-Taylor es el escalón de densidad en el que dos fluidos de diferente densidad están superpuestos en un campo gravitacional y están separados por una interfase de densidad que es horizontal. Por tanto, la densidad disminuye en la dirección de la gravedad y la situación inicial del sistema fluido corresponde a la de una estratificación inestable, es decir, el fluido superior es más denso que el inferior. En general, el sistema fluido puede estar sujeto a dos tipos de aceleraciones: la aceleración de la gravedad que siempre está presente, y otra aceleración externa

cualquiera que puede o no existir⁴. Por ello, el sistema fluido está sometido a una aceleración efectiva constante y dirigida normalmente a la interfase que viene dada por la expresión $\mathbf{G} = (a - g)\mathbf{k}$ (Sharp, 1984).

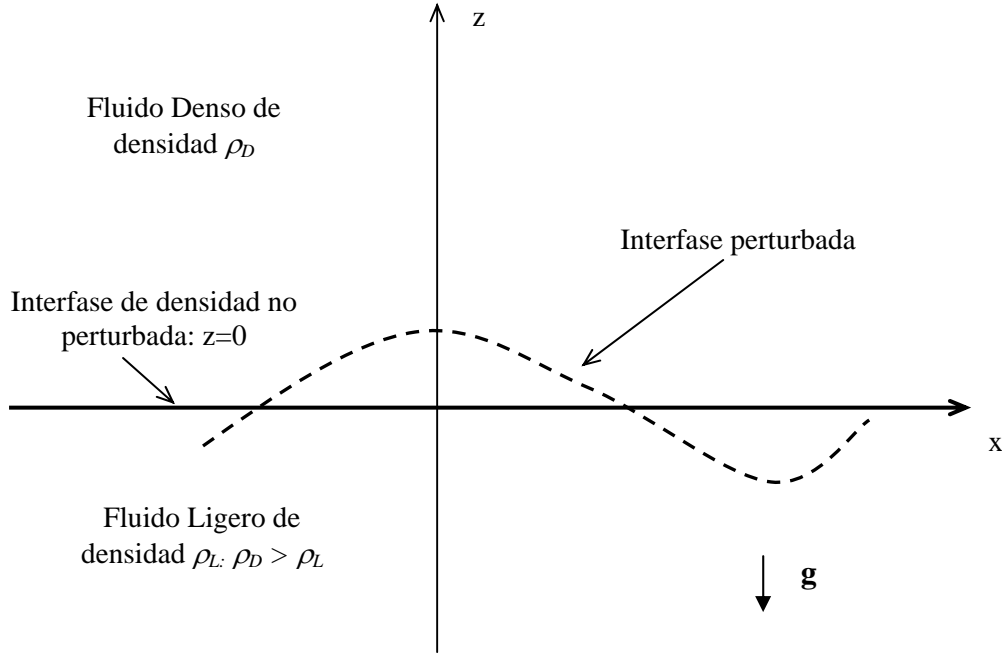


Figura II.1. Representación esquemática de una interfase de densidad que es inestable y que está separando un fluido denso situado encima de un fluido más ligero respecto del primero.

Esta situación es la correspondiente a los instantes temporales previos a la perturbación de la interfase plana ($z=0$) de modo que los fluidos están inicialmente en reposo. En el instante de tiempo $t=0$ se modifica esta configuración de forma que para tiempos $t>0$ la interfase está perturbada y adquiere otra forma según la figura II.1 que se corresponde con la expresión:

$$z(x,t) = a(t)\cos(kx) \quad (2.15)$$

que representa una interfase perturbada constituida por un conjunto de crestas y valles paralelos a un eje perpendicular al plano de la figura II.1. Puede demostrarse que la amplitud de esta perturbación verifica la siguiente ecuación (Sharp, 1984):

⁴ La aceleración externa está presente en algunos experimentos en los que se acelera verticalmente hacia abajo una interfase estable, generándose así este tipo de inestabilidad (Cole & Tankin, 1973).

$$\frac{d^2 a(t)}{dt^2} = \alpha^2(k) a(t) \quad (2.16)$$

donde

$$\alpha^2(k) = G \left(\frac{\rho_D - \rho_L}{\rho_D + \rho_L} \right) k - \left(\frac{\sigma}{\rho_D + \rho_L} \right) k^3 \quad (2.17)$$

siendo σ la tensión interfacial. A partir de la ecuación (2.17) se deducen las siguientes conclusiones (Sharp, 1984):

1º.- Si $\sigma=0$, $G>0$ y $\rho_D > \rho_L$ entonces α es real y la interfase es inestable respecto a pequeñas perturbaciones, cuyo ritmo de crecimiento no está limitado en ausencia de tensión interfacial según la teoría lineal.

2º.- Si $\sigma=0$, $G<0$ y $\rho_D > \rho_L$ entonces α es imaginario y la interfase es estable, obteniéndose ondas de gravedad.

Sin embargo, los fluidos reales tienen tensión superficial σ que estabiliza aquellas perturbaciones cuya longitud de onda es menor que una cierta longitud de onda crítica λ_c dada por la siguiente expresión (Sharp, 1984):

$$\lambda_c = \left(\frac{\sigma}{G(\rho_D - \rho_L)} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

Además, existe una perturbación con una longitud de onda característica λ_m que es la más inestable en el sentido de que es la que crece más deprisa y viene dada por la siguiente expresión (Sharp, 1984):

$$\lambda_m = \sqrt{3} \lambda_c \quad (2.19)$$

Por otra parte, si el sistema fluido con estratificación inestable está formado por fluidos incompresibles, miscibles y con viscosidad despreciable, se desarrollará una zona mezclada cuya anchura crece en proporción a t^2 verificando la siguiente relación (Read, 1984):

$$\delta = f(\rho_1/\rho_2) g t^2 \quad (2.20)$$

donde ρ_1 es la densidad del fluido más denso y ρ_2 la del fluido más ligero. La anterior expresión se concreta en la siguiente (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994; Youngs, 1989):

$$h_1 = \alpha \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} g t^2 = \alpha A g t^2 \quad (2.21)$$

donde h_1 es la profundidad a la que la capa mezclada penetra en el fluido más denso, A es el número de Atwood (apartado V.2.1) y α es una constante, que no depende de la relación de densidades y cuyo valor es del orden de 0.07. Este resultado asume que se ha perdido por completo la memoria de las condiciones iniciales y que la dependencia de la viscosidad, la tensión superficial u otros factores es despreciable. Estas condiciones son difíciles de obtener experimentalmente.

II.4 LA CONVECCIÓN

Es indiscutible la importancia teórica y práctica de aquellas situaciones en las que existe una variación espacial de la temperatura o de la concentración de alguna sustancia presente en un fluido como un soluto, un sedimento o un contaminante, o de ambas simultáneamente. En estas condiciones se generan fuerzas de flotabilidad como consecuencia de la acción de la gravedad sobre las variaciones de densidad generadas (Tritton, 1999; Turner, 1973). En particular, es de destacar el predominio de tales situaciones en el ámbito geofísico, es decir, en los procesos atmosféricos, los oceánicos o los del manto terrestre.

La variación espacial y temporal de la temperatura es el factor predominante en los fenómenos de la baja atmósfera porque determina el comportamiento de las masas de aire, pero no el único. A él se le han de añadir los procesos generados por la concentración de los contaminantes (principalmente, de origen antropogénico) productores de variaciones de densidad, cuya comprensión es necesaria en cualquier análisis de la contaminación atmosférica dentro de la gestión medioambiental.

En los fenómenos oceánicos, además de la temperatura, la variable salinidad del agua oceánica es dinámicamente importante, y junto con aquélla da lugar a otra serie de fenómenos característicos conocidos como procesos de doble difusión o doble convección. En este caso, también sería destacable el papel que pudiera jugar la concentración de los contaminantes vertidos al medio marino.

Los movimientos que tienen lugar en aquellos fluidos con variaciones de temperatura que son introducidas externamente se conocen con el término de convección, mientras que los correspondientes a variaciones de concentración son conocidos con el nombre de transferencia de masa. Sin embargo, durante el desarrollo del presente trabajo utilizaremos el término convección en un sentido más amplio, como la modificación de la posición de las partículas fluidas como consecuencia de las variaciones de densidad que pueden ser producidas tanto por cambios de temperatura como de concentración.

Estos dos tipos de factores, la variación de la temperatura y la de la concentración de una sustancia, generan fuerzas del mismo tipo en el seno del fluido lo que permite que su estudio sea análogo. Tanto es así que es normal la utilización de variaciones de concentración en un fluido para investigar los efectos derivados de variaciones de temperatura, y viceversa. Un ejemplo es el presente

estudio experimental. En general, se suele desarrollar la teoría de los flujos fluidos con variaciones térmicas, a partir de la cual se plantea por analogía la correspondiente a los flujos con variaciones de concentración (Tritton, 1999).

Las ecuaciones básicas que gobiernan los procesos de convección producidos por variaciones térmicas bajo la aproximación de Boussinesq son las siguientes (Tritton, 1999; White, 1979):

1° - La Ecuación de Continuidad.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.22)$$

donde \mathbf{u} es el vector velocidad.

2° - Las Ecuaciones de Navier-Stokes.

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \mathbf{g} \beta \Delta T \quad (2.23)$$

donde ρ es la densidad del fluido, p es la presión, ν es la viscosidad cinemática, \mathbf{g} es la aceleración gravitatoria, β es el coeficiente de expansión térmica y T es la temperatura.

El último término de la ecuación (2.23) representa la fuerza generada por efecto de la flotabilidad que aparece debido a los cambios de densidad ($\Delta\rho \neq 0$) producidos por las variaciones de temperatura que se relacionan de la forma siguiente:

$$\Delta\rho = -\beta\rho_o\Delta T \quad (2.24)$$

La presencia de este último término conlleva la aparición de efectos significativos incluso si se verifica que $\Delta\rho / \rho_o \ll 1$. Esto significa que todas las aceleraciones implicadas en el flujo fluido son pequeñas comparadas con la de la gravedad (es decir, $\left| \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \right| \ll |\mathbf{g}|$). Por el contrario, la fuerza gravitatoria no es importante si el fluido es uniforme, es decir, si $\Delta\rho = 0$ obteniéndose las ecuaciones de Navier-Stokes típicas.

3°.- La Ecuación para la Variación de la Temperatura.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T + \frac{J}{\rho C_p} \quad (2.25)$$

donde κ es la difusividad térmica y J es el ritmo de generación interna de calor por unidad de volumen. El segundo sumando del primer término representa el transporte de calor realizado por el movimiento fluido o término

de advección. Respecto al segundo miembro, el primer sumando es el término de difusión y el segundo es el término de generación o destrucción de calor.

Dependiendo de la importancia relativa del término de flotabilidad respecto al resto de los términos presentes en la ecuación (2.23) surge una amplia variedad de comportamientos dinámicos. Los dos casos extremos son la convección forzada y la convección libre. La convección forzada tiene lugar cuando el término de flotabilidad es despreciable. La convección libre surge cuando la fuerza por flotabilidad es la única causa del flujo fluido (Tritton, 1999).

Adicionalmente existe una situación especial de gran importancia en la que el flujo fluido es predominantemente horizontal, de modo que la fuerza por flotabilidad actúa perpendicularmente al mismo, siendo conocido como flujo estratificado.

En el caso del presente trabajo, los flujos fluidos que aparecen durante el desarrollo experimental del proceso de mezcla se enmarcan dentro del ámbito de la convección libre, donde la fuerza de flotabilidad se genera por los cambios de densidad asociados a las variaciones de salinidad que se producen en el fluido experimental. Por ello, en los siguientes apartados nos centramos en el análisis de los flujos convectivos libres generados por variaciones de concentración. Por este motivo la convección forzada queda relegada en el presente trabajo.

Por otra parte, es importante destacar algunas características de la convección libre estacionaria producida por variaciones térmicas dado que a partir de sus ecuaciones se deducen las correspondientes a la convección libre generada por variaciones de concentración. Las ecuaciones de la convección libre térmica bajo la aproximación de Boussinesq son (Tritton, 1999):

1º - La Ecuación de Continuidad

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.26)$$

donde \mathbf{u} es vector velocidad.

2º - La Ecuación del Movimiento

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \mathbf{g} \beta \Delta T \quad (2.27)$$

donde ρ es la densidad del fluido, p es la presión, ν es la viscosidad cinemática, \mathbf{g} es la aceleración gravitatoria, β es el coeficiente de expansión térmica y T es la temperatura.

3º - La Ecuación de la Temperatura

$$\mathbf{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \quad (2.28)$$

Se observa que las dos últimas ecuaciones involucran a ambas variables \mathbf{u} y T que, por ello, han de ser analizadas simultáneamente. Es decir, la distribución del campo de velocidad está determinada por la distribución de la temperatura, y ésta depende de aquélla a través de la advección de calor. Por tanto, no hay posibilidad de determinar una independientemente de la otra, y ésta es la razón por la que el estudio teórico de la convección libre es difícil y la mayor parte de su conocimiento se obtiene a partir de investigaciones experimentales, como queda de manifiesto en el presente trabajo.

Una característica muy importante de la convección libre es que los flujos correspondientes son rotacionales, es decir, las fuerzas de flotabilidad generan vorticidad, como se demuestra a continuación. Aplicando el operador rotacional a la ecuación (2.23) que describe el movimiento convectivo bajo la aproximación de Boussinesq, se obtiene la siguiente ecuación (Tritton, 1999):

$$\frac{D\varpi}{Dt} = \varpi \cdot \nabla \mathbf{V} + \nu \nabla^2 \varpi + \alpha \mathbf{g} \times \nabla (\Delta T) \quad (2.29)$$

en la que el último término representa la contribución a la generación de vorticidad por parte de las componentes horizontales del gradiente térmico. La vorticidad así generada es horizontal, es decir, la rotación se produce alrededor de un eje horizontal.

II.4.1 LA CONVECCIÓN LIBRE CON VARIACIONES DE CONCENTRACIÓN

Las ecuaciones que gobiernan los flujos fluidos generados por las variaciones de concentración de una sustancia (un soluto, un sedimento o un contaminante) se deducen directamente a partir de las correspondientes al caso de la convección provocada por variaciones de temperatura.

La cantidad de una sustancia existente en un fluido se representa mediante la magnitud concentración c , entendida como la masa de esa sustancia por unidad de volumen. La presencia de esta sustancia en un fluido aumenta su densidad en una cantidad $\Delta\rho$ por encima del valor típico ρ_o de la densidad del fluido que es la que tendría en el caso de que la concentración de la sustancia sea nula ($c=0$). De esta forma, es demostrable que existe la siguiente relación lineal entre la concentración de la sustancia y la densidad del fluido (Tritton, 1999):

$$\Delta\rho = \rho_o \alpha_c c \quad (2.30)$$

donde α_c es un coeficiente que verifica que $\rho_o \alpha_c = 1$ si la sustancia es absorbida en el interior del fluido sin incremento de volumen. A partir de las ecuaciones de la convección térmica y utilizando la anterior relación (2.30) se deducen las ecuaciones básicas que gobiernan los flujos convectivos producidos por variaciones de concentración (Tritton, 1999).

La principal diferencia entre los flujos convectivos con variaciones de concentración y aquellos generados por variaciones térmicas y que destruye la analogía existente entre ambos, surge en las condiciones de contorno. Los procedimientos experimentales para la introducción de variaciones de concentración no son semejantes a los de la temperatura (por ejemplo, es difícil mantener una concentración fija en un punto dado del espacio). El método más general de introducción de variaciones de concentración en el laboratorio es mediante el empleo de corrientes fluidas o fluidos de diferente concentración como es el caso del procedimiento experimental utilizado en el presente trabajo.

Análogamente al caso de la convección térmica, la convección generada por variaciones de concentración puede ser libre o forzada en función del predominio o no del término de flotabilidad. Los flujos fluidos que se desarrollan a nivel de laboratorio corresponden a fenómenos asociados a la convección libre producida por

las variaciones de concentración en los fluidos experimentales.

La convección libre es un flujo fluido producido esencialmente por la fuerza de la flotabilidad que surge como resultado de la actuación de la fuerza gravitatoria sobre las diferencias de densidad, generadas tanto por variaciones térmicas como por variaciones de concentración y que son, en último término, las responsables de la aparición del movimiento convectivo (Tritton, 1999; Turner, 1973).

Dadas las características del modelo de laboratorio y del procedimiento experimental en los que el presente trabajo se basa, dichas diferencias de densidad están producidas por variaciones de la concentración de una sustancia añadida en los fluidos experimentales que son disoluciones salinas. Por ello, es preciso obtener el conjunto de ecuaciones que gobiernan el comportamiento de la convección natural o libre producida por variaciones de concentración.

La obtención de la correspondiente ecuación del movimiento podría realizarse mediante la sustitución en la ecuación de Navier-Stokes para un fluido newtoniano de la siguiente aproximación que relaciona la variación de la densidad del fluido con la concentración de la sustancia añadida (Tritton, 1999):

$$\Delta\rho = \rho_o \alpha_c c \Rightarrow \frac{\Delta\rho}{\rho_o} = \alpha_c c \quad (2.31)$$

en lugar de la relación existente entre la variación de la densidad fluida y la variación térmica:

$$\Delta\rho = -\rho_o \beta \Delta T \Rightarrow \frac{\Delta\rho}{\rho_o} = -\beta \Delta T \quad (2.32)$$

A partir de estas dos últimas expresiones se concluye que:

$$-\beta \Delta T = \alpha_c c \quad (2.33)$$

relación que se sustituye directamente en la ecuación (2.25) y que permite que no se tenga que rehacer el proceso desde el principio utilizando la ecuación de Navier-Stokes genérica.

Finalmente, el conjunto de ecuaciones que gobiernan el comportamiento de la convección libre producida por variaciones de concentración, que es la situación que se plantea a nivel experimental en este trabajo, es el siguiente (Tritton, 1999; White, 1979):

1º.- La Ecuación de Continuidad.

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2.34)$$

2°.- Las Ecuaciones de Navier-Stokes.

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho_o} \nabla(p + \rho_o g z) + \alpha_c c g \mathbf{k} + \nu \nabla^2 \mathbf{V} \quad (2.35)$$

3°.- La Ecuación para la Concentración c .

$$\frac{dc}{dt} = K_c \nabla^2 c \quad (2.36)$$

En el caso de que el fenómeno sea estacionario, se considerarán las siguientes condiciones impuestas sobre las anteriores ecuaciones:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = 0, \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \frac{\partial c}{\partial t} = 0, \frac{\partial J}{\partial t} = 0 \quad (2.37)$$

Finalmente, concluimos este apartado haciendo una breve referencia a los parámetros adimensionales característicos de los flujos convectivos. La comparación de la evolución de fenómenos del mismo tipo pero con distintas condiciones iniciales y de contorno sólo es posible si se realiza una adimensionalización de las distintas magnitudes físicas implicadas en los mismos dado el amplio rango de valores que pueden presentar en los diferentes fenómenos.

El apartado II.2.4 presenta el análisis de la ecuación de la energía cinética turbulenta e introduce la existencia de dos importantes parámetros adimensionales que representan el tipo de comportamiento de un flujo fluido cualquiera y entre ellos los convectivos, que son el número de Richardson de flujo y el número de Richardson del gradiente. En general, el número de Richardson representa la relación existente entre diferentes términos de la ecuación de balance de la energía cinética turbulenta. El número de Richardson de flujo estima cuándo un flujo podría volverse dinámicamente inestable en base a la comparación del término de producción de turbulencia por cizalla y el término de consumo por flotación. La utilización de este parámetro adimensional en una u otra forma es fundamental al permitir el análisis del tipo de estabilidad que presenta un flujo fluido, luego describe su comportamiento dinámico. A nivel experimental, el número de Richardson representa la estabilidad de una estratificación fluida construida en el laboratorio atendiendo a dos factores, que son la relación entre las densidades de los fluidos que constituyen el sistema y la velocidad relativa de las estructuras turbulentas que posibilitan el proceso de mezcla entre dichos fluidos.

Los fenómenos fluidos que se desarrollan durante el proceso de mezcla experimental son flujos convectivos libres generados por variaciones de

concentración. Los parámetros adimensionales característicos de la convección que son el número de Grashof y el número de Rayleigh. Los parámetros adimensionales asociados a la convección libre producida por variaciones de concentración se deducen mediante la adimensionalización de la ecuación que describe la convección libre generada por variaciones de concentración (expresión (2.35)). El primer parámetro adimensional importantes para la convección planteada tiene la siguiente expresión:

$$\frac{1}{Re} = \frac{\mu}{\rho_o LU} \quad (2.38)$$

que es el inverso del número de Reynolds. El segundo parámetro adimensional tiene la expresión:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_c c g L}{U^2} &= \frac{(Gr)_c \mu^2}{L^2 \rho_o^2 U^2} = \frac{(Gr)_c}{Re^2} \\ &\quad \uparrow \\ Re &= \frac{\rho_o UL}{\mu} \end{aligned} \quad (2.39)$$

que es una combinación del número de Reynolds y del número de Grashof para variaciones de concentración. En la anterior expresión se tiene que:

$$(Gr)_c = \frac{\alpha_c c g L^3 \rho_o^2}{\mu^2} \quad (2.40)$$

donde L es la escala de longitud característica del fenómeno, c es la concentración de la sustancia añadida y μ es la viscosidad dinámica de la disolución salina. Este es el número de Grashof correspondiente a la convección libre generada por variaciones de concentración. El número de Grashof representa la relación existente entre la flotabilidad y la viscosidad en la situación de convección libre.

Por tanto, concluimos que en el caso de la convección libre generada por variaciones de concentración los números adimensionales importantes para describir dicha situación son el número de Reynolds Re y el número de Grashof para variaciones de concentración $(Gr)_c$.

II.4.2 LOS FENÓMENOS FLUIDOS CONVECTIVOS

Los fluidos constituyen uno de los estados que presenta la materia y poseen una extensa fenomenología, siendo su dinámica muy compleja sobre todo si se presentan los denominados vórtices o torbellinos y se considera que el fluido es real, es decir, presenta cierta resistencia a fluir (fluido viscoso).

La dinámica de los fenómenos fluidos constituye la base física del comportamiento los fluidos geofísicos como el océano y la atmósfera¹. Los fenómenos fluidos son también esenciales en los problemas de ingeniería desde la aerodinámica hasta la investigación biomédica.

Dentro de los fenómenos fluidos destacan los asociados a un flujo fluido convectivo caracterizados porque las fuerzas de flotabilidad son las predominantes y son la fuente de energía del movimiento medio (Morton & Turner, 1956; Turner, 1973).

Uno de los flujos convectivos más importantes es el del tipo capa límite, que hace referencia a aquellos flujos en los que la escala de longitud transversal es mucho más pequeña que la longitudinal, en un sentido general. Uno de estos flujos convectivos es la convección libre asociada a una lámina vertical caliente (Tritton, 1999).

Los flujos convectivos destacados en el presente trabajo son los asociados a estructuras fluidas convectivas individuales que transportan el flujo de flotabilidad. Estos movimientos se producen por acción de la gravedad que actúa sobre el contraste de densidad que se genera entre la fuente fluida y su medio ambiente. Este tipo de fenómenos se clasifica en dos grupos: los penachos y las térmicas (Tritton, 1999).

Los penachos, también conocidos como *jets* con flotabilidad, se producen cuando la fuente suministra flotabilidad de forma estacionaria y se constituye una región con flotabilidad que se extiende entre la fuente y el nivel elegido. El penacho turbulento generado sobre una fuente localizada será analizado en el apartado

¹ Los fenómenos que acontecen en los fluidos geofísicos afectan a los sistemas biológicos, químicos y geológicos.

II.4.3.1. También pueden incluirse en este grupo los *jets* o chorros y las corrientes de gravedad (Turner,1973).

Las térmicas hacen referencia a aquellos fenómenos fluidos que se constituyen al aparecer repentinamente elementos convectivos. En este caso, la flotabilidad queda confinada en el volumen finito de dichos elementos exclusivamente los cuales, según ascienden, pierden el contacto con la fuente que los generó (Turner, 1973).

El estudio de estos fenómenos convectivos hace uso de la aproximación de Boussinesq despreciando las diferencias de densidad excepto si aparecen en el término de flotabilidad.

II.4.2.1 LOS PENACHOS TURBULENTOS

Existe una gran variedad de fenómenos fluidos que pueden agruparse bajo el título de convección turbulenta por flotabilidad a partir de pequeñas fuentes¹ (Morton & Turner, 1956). Estos fenómenos también pueden considerarse como flujos convectivos libres. En todos estos fenómenos los movimientos verticales predominantes son producidos como consecuencia de la acción del campo gravitatorio sobre el contraste o diferencia de densidad existente entre la fuente del fluido y su medio circundante². Las variaciones de densidad y de velocidad provocadas son interdependientes y ocupan una región de extensión finita.

Para los flujos turbulentos libres el número de Reynolds, si es suficientemente grande, no influye explícitamente en el comportamiento de las propiedades globales del flujo. Por ello, los resultados obtenidos pueden ser aplicados a fenómenos atmosféricos u oceánicos de mucha mayor escala, utilizando los valores numéricos de los parámetros que han sido determinados en el laboratorio.

Descrita la convección libre, nos centramos en un importante fenómeno convectivo tanto desde el punto de vista teórico como desde el experimental y el atmosférico. Dicho proceso corresponde al caso de la generación de un penacho turbulento sobre una fuente localizada (por ejemplo, una columna de fluido caliente que se eleva sobre una fuente de calor localizada) que se esquematiza en la figura II.2.

El término *penacho* se usa para describir aquel flujo fluido que tiene lugar cuando hay un suministro continuo de flotabilidad en contraste, con el término *térmica* en el que el suministro es intermitente y súbito (List ,1982; Turner, 1973). Los penachos pueden ser de simetría axial o bidimensionales. El penacho

¹ Por ejemplo, tiene aplicación en el estudio del crecimiento de nubes. Los procesos de generación de flotabilidad por condensación y los de dilución debida a la mezcla con el medio circundante son básicos para la comprensión de la dinámica de las nubes. Muchos de sus modelos teóricos pueden expresarse en términos de la hipótesis de entañamiento y se han desarrollado a partir de la aplicación original de sencillos experimentos con térmicas a pequeñas nubes. Sin embargo, las situaciones prácticas son tan complicadas que es preciso el empleo de métodos numéricos. Además, es necesaria la introducción de una ecuación para la conservación de la humedad junto con las ecuaciones del penacho.

² La aproximación de Boussinesq considera que las diferencias de densidad $(\rho_o - \rho)$ entre el medio ambiente y el fluido con flotabilidad son despreciables excepto en el término de flotabilidad en el que se presentan en la forma siguiente $\Delta = g(\rho_o - \rho)/\rho_o$.

bidimensional está producido por una fuente lineal y el penacho axilsimétrico está generado por una fuente puntual. Además, los penachos pueden ser laminares y turbulentos.

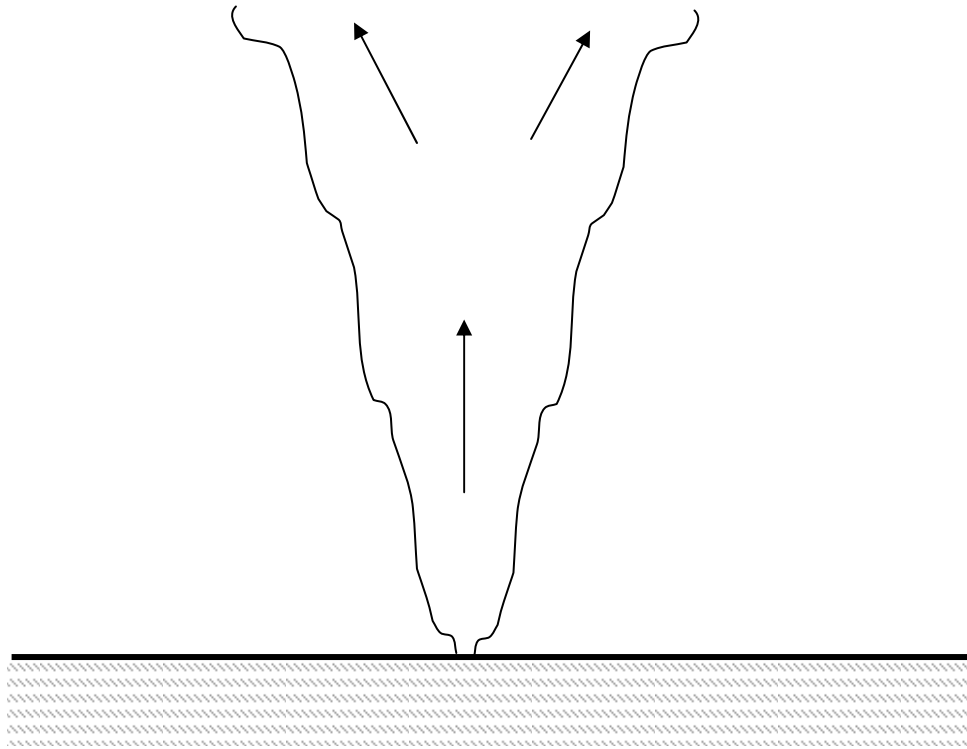


Figura II.2. Esquema gráfico del desarrollo inicial de un penacho turbulento indicándose por medio de flechas la dirección del movimiento medio.

Los penachos turbulentos³ son movimientos fluidos de tipo convectivo cuya principal fuente de energía cinética y de flujo de momento son las fuerzas másicas gravitatorias derivadas de la existencia de inhomogeneidades en el campo de densidad del fluido. Es decir, la flotabilidad tiene dos efectos: aumenta el flujo medio de momento, luego la producción de cizalla, y genera una transferencia directa de energía potencial a energía cinética turbulenta (List ,1982; Turner, 1973). El caso más general de penacho turbulento es aquél que posee unas condiciones iniciales cualesquiera con flujos de masa, momento y flotabilidad con ritmo estacionario, siendo conocido como penacho forzado (Morton, 1959). Los penachos forzados son

³ En relación con los penachos turbulentos existe otro fenómeno fluido de aspecto similar, pero diferente, con el que comparte algunas características. Se trata de los chorros turbulentos o *jets* que no son necesariamente de tipo convectivo y que están producidos por la caída de presión a través de un orificio (List, 1982).

emitidos desde una fuente tanto con flotabilidad positiva o negativa como con momento, siendo ésta la diferencia respecto de un penacho típico que sólo posee la flotabilidad suministrada por la fuente. Los penachos forzados constituyen una generalización de los penachos típicos, e incluyen a los penachos con flotabilidad y a los *jets* sin flotabilidad. Los dos parámetros físicos que describen el penacho forzado son el ritmo de suministro de flotabilidad ρF y el momento ρM en la fuente que pueden tener cualquier signo.

Los penachos tienen una forma aproximadamente cónica cuyo vértice se sitúa en la fuente. Uno de los problemas esenciales es entender cómo estos fenómenos fluidos interactúan con su medio ambiente mediante el entrañamiento o incorporación del fluido circundante a su propia estructura. Se considera el comportamiento de un penacho en un medio ambiente que es uniforme, no turbulento, neutralmente estable y que está en reposo. Por ello, el único responsable de la generación de turbulencia y de los procesos de mezcla es el penacho según se desplaza casi verticalmente a través del medio circundante.

Los penachos turbulentos presentan un borde definido o límite entre el fluido turbulento del penacho y el medio fluido circundante. Además, su anchura se incrementa por medio de un proceso de entrañamiento del fluido ambiente externo a través del mencionado borde hacia el interior del penacho. Este proceso de entrañamiento es fundamental para comprender todo tipo de flujos turbulentos libres. Este fenómeno es realizado por los “*eddies*” o remolinos turbulentos de mayor tamaño y es seguido de otro de mezcla en el núcleo del penacho que es realizado por los remolinos turbulentos de tamaño menor. En su interior el fluido ambiente es asimilado por la turbulencia de pequeña escala. Por tanto, el crecimiento inicial del penacho es consecuencia directa de los movimientos de gran escala que acontecen en el borde del mismo y que son los principales responsables del entrañamiento inicial del fluido circundante (Turner, 1973).

Los penachos axilsimétricos son estructuras tridimensionales con simetría de revolución alrededor de su eje central. Para este tipo de penachos el flujo a cierta distancia por encima de la fuente finita de flotabilidad es equivalente al que produciría una fuente puntual virtual situada a cierta distancia por debajo de la fuente real (si el penacho es vertical ascendente como el de la figura II.2). Este flujo puede ser completamente especificado por el flujo de flotabilidad total $\rho_o F$ suministrado

por la fuente por unidad de tiempo. Si el medio ambiente es uniforme y con densidad ρ_0 , entonces F es una constante invariante con la altura z . Por medio de la hipótesis de semejanza a distintas alturas, se concluye que la anchura media de la región con flotabilidad, es decir, la anchura del penacho se dispersa o aumenta linealmente con la altura z . Por otra parte, la velocidad vertical w disminuye con la altura z . El ritmo de dispersión está gobernado por las estructuras turbulentas de gran escala que son generadas por el propio movimiento del penacho. Por otra parte, el flujo de un penacho sólo es laminar para valores muy pequeños de F y generalmente los penachos son turbulentos (Turner, 1973). Por tanto, los parámetros que definen el comportamiento de un penacho turbulento axisimétrico son el flujo de flotabilidad F_0 , la altura z y el radio r . La velocidad vertical w y el parámetro de flotabilidad dependen de estas variables.

La existencia de una dispersión lineal del radio con la altura implica que la anchura de la zona que contiene fluido turbulento con flotabilidad se expande. Por tanto, conforme el flujo vertical se incrementa constituyendo el penacho, aparece una velocidad media que se dirige hacia su interior -varía como $z^{-1/3}$ -. Es decir, la dispersión vertical del radio implica que la velocidad media del flujo que atraviesa el borde del penacho es proporcional a la velocidad vertical local y ascendente (Batchelor, 1960; Turner, 1973). Esta es otra de las hipótesis de semejanza básica que se plantea para este tipo de flujos turbulentos libres. Esta hipótesis requiere que en cada nivel o altura exista el mismo tipo de estructura turbulenta y el mismo balance de fuerzas. Esta hipótesis es simple y se ha probado satisfactoriamente. También se ha propuesto que el entrañamiento debería relacionarse no con la velocidad media sino con el nivel local de turbulencia (Morton & Turner, 1956). Considerando esta hipótesis del entrañamiento se tiene que la velocidad del flujo que se dirige hacia el interior del penacho es una fracción α de la velocidad local vertical. Esta constante α se denomina constante de entrañamiento y su valor debe ser obtenido a partir de experimentos de laboratorio, no puede ser obtenido teóricamente⁴.

⁴ En ausencia de medidas precisas y definitivas, se considera satisfactorio utilizar el valor del ritmo de entrañamiento en un jet que es $\alpha=0.08$ (Turner, 1973). Para penachos turbulentos con flotabilidad dicho ritmo de entrañamiento es algo más grande que para los jets, por lo que el anterior valor de α podría ser una subestimación. Se maneja un valor que varía entre 0.10 y 0.12 para penachos.

Dado un penacho que surge de una fuente con un flujo de masa $\rho_o Q$ entonces se define el flujo de flotabilidad B mediante la siguiente relación (List, 1982):

$$B = \frac{g(\rho_a - \rho_o)Q}{\rho_o} \quad (2.41)$$

donde ρ_a es la densidad del fluido que constituye el medio ambiente en el que entra el penacho y ρ_o es la densidad del fluido de la fuente. La conservación de la flotabilidad B depende de que la densidad del fluido ambiente sea constante. Además, el flujo de volumen Q y el flujo de flotabilidad B verifican la siguiente relación en un penacho (Redondo, comunicación privada):

$$Q = B(\delta_{Penacho} - \delta_o)^m \quad (2.42)$$

donde δ_o es el origen de espacios y $\delta_{Penacho}$ es la posición del frente convectivo del penacho durante su avance. El exponente de la expresión (2.39) debería ser del orden de 2. Si es mayor, el comportamiento predominante es el de los penachos turbulentos. Si es menor, el comportamiento que domina es el de una inestabilidad Rayleigh-Taylor. El flujo de volumen Q tiene la siguiente expresión:

$$Q = \pi r^2 w \quad (2.43)$$

donde r es el radio del penacho y w su velocidad vertical en un instante temporal cualquiera. Y el flujo de flotabilidad B es:

$$B = 2\bar{\rho}Aw \quad (2.44)$$

donde A es el número de Atwood y $\bar{\rho}$ una densidad media.

La posición del frente convectivo del penacho durante su avance es $\delta_{Penacho}$ y se cumple que la velocidad vertical es:

$$w = \frac{d\delta_{Penacho}}{dt} \quad (2.45)$$

Esta velocidad vertical de avance influye en crecimiento del radio del frente convectivo y para un único penacho se tiene la siguiente relación:

$$\frac{dr}{dt} = \alpha \frac{d\delta}{dt} \quad (2.46)$$

Se plantean dos posibles casos. Si la dependencia es lineal, es decir, $\delta \propto t$ entonces $(dr/dt) = \alpha = cte$ mientras que si la dependencia es cuadrática, es decir, $\delta \propto t^2$ entonces $(dr/dt) \propto t$. Por tanto, aquellos casos que se apartan del

comportamiento proporcional a t^2 corresponden a situaciones en las predomina el efecto de los penachos turbulentos y no el de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor.

El comportamiento del avance del extremos de un penacho turbulento se aleja del modelo cuadrático correspondiente a la evolución del frente de una inestabilidad Rayleigh-Taylor (apartado II.3.3.1). Esto es consecuencia del modelo de *entrañamiento* que es distinto en un penacho porque existe *entrañamiento* tanto por la parte frontal como por los laterales, es decir, existen efectos tridimensionales. El estudio relativo a la evolución del frente convectivo de los penachos turbulentos será realizado en el apartado VI.4.3.

Los análisis teóricos y experimentales relativos al comportamiento dinámico respecto del medio ambiente de elementos con flotabilidad – penachos, térmicas - se fundamentan en las hipótesis de que el tipo de flotabilidad de la fuente y las condiciones del medio ambiente pueden ser especificadas de antemano y permanecen invariables durante el tiempo de estudio. Sin embargo, es evidente en el laboratorio que las cubetas experimentales no son infinitas, que la convección sólo puede existir durante un intervalo temporal finito antes de que las paredes del recipiente modifiquen el flujo y que el fluido con flotabilidad modifica su medio ambiente. Estas mismas circunstancias se presentan en la atmósfera⁵. Por ello, es importante estudiar los cambios que se producen en el medio ambiente, aunque en el presente trabajo no han sido considerados.

Turner (1969) propuso una teoría para este fenómeno cuyo fundamento es la hipótesis de *entrañamiento*. Esta teoría conduce a comportamientos explícitos para las propiedades del medio ambiente tras haber transcurrido un gran período de tiempo. El fundamento de este modelo es que dado un penacho turbulento originado en una fuente situada en el fondo de una cubeta, éste se eleva verticalmente dirigiéndose directamente hacia la parte superior del recipiente donde se dispersa uniformemente y se vuelve parte del medio circundante no turbulento. Si la convección es continua entonces llega a llenar toda la cubeta gracias al suministro continuo de fluido ligero. De esta forma, las capas fluidas son empujadas hacia abajo donde son *entrañadas* hacia el interior del penacho. En el estado final, la densidad en todos los niveles decrece en la misma proporción, mientras que su distribución vertical es estable. El gradiente de densidad es estable en todos los puntos y su

módulo depende de la intensidad de la fuente F , la profundidad de la cubeta cerrada H y la constante de entrañamiento α (Turner, 1973). La aparición o existencia de este tipo de gradientes de densidad ligeramente estables se ha demostrado que es característica de la atmósfera, incluso en condiciones de fuerte convección (Turner, 1973; Warner & Telford, 1967). Estos gradientes medios de densidad ligeramente estables también son observados en el laboratorio (por ejemplo, durante el desarrollo de los experimentos en los que se basa el presente trabajo).

Finalmente, mencionamos que los fenómenos convectivos que se desarrollan en la etapa inicial de los experimentos del presente trabajo son penachos turbulentos axisimétricos como se describe en el apartado II.5.

En definitiva, la convección a partir de pequeñas fuentes siempre será importante, tanto si la flotabilidad es suministrada de forma intermitente o de una manera más uniforme, como puede suceder en situaciones reales.

⁵ A lo largo del día el aire situado debajo de la base de una nube se calienta como consecuencia de la transferencia energética desde la superficie terrestre realizada por térmicas y penachos.

II.4.2.2 LA CORRIENTE DE GRAVEDAD

Este apartado introduce brevemente un nuevo fenómeno convectivo que aparecerá durante el desarrollo de los experimentos del presente trabajo. Este fenómeno fluido se corresponde con un penacho turbulento bidimensional desplazándose por una pendiente que forma un ángulo arbitrario θ con la horizontal. Este flujo es conocido como corriente de gravedad o corriente de densidad. De nuevo, el flujo de un fluido dentro de otro está causado por la diferencia de densidad existente entre ambos fluidos que proporciona la fuerza que gobierna el proceso (Simpson, 1982; Turner, 1973). La diferencia de densidad puede ser debida a materia disuelta o en suspensión o a cambios de temperatura. Los fluidos son generalmente miscibles y la mezcla resultante juega un importante papel en la dinámica del flujo. Existen muchas situaciones en la naturaleza en las que este tipo de flujo fluido puede aparecer¹. La figura II.3 muestra un esquema gráfico de una corriente de gravedad.

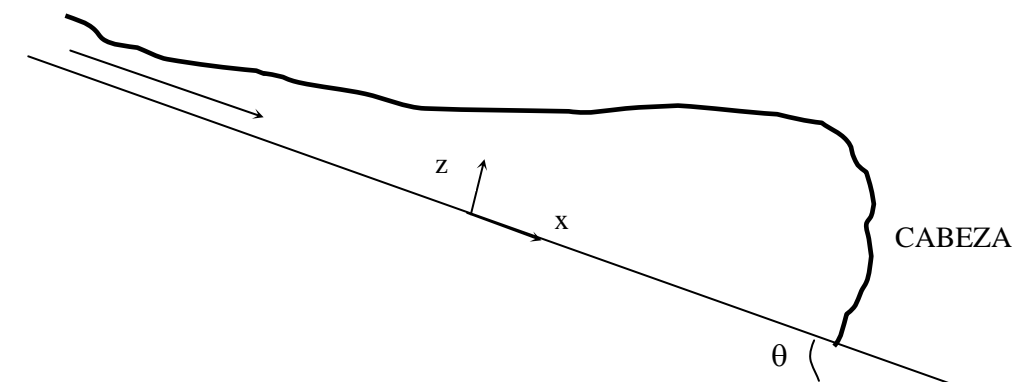


Figura II.3. Esquema gráfico del desarrollo de una corriente de gravedad estacionaria.

Una de las características más destacables de una corriente de gravedad es la presencia de una especie de *cabeza* en su borde principal. Esta estructura tiene una mayor profundidad que el flujo fluido que le sigue, es una zona de ruptura de ondas y de intensa mezcla y juega un notable papel en el comportamiento de la corriente de

¹ Por ejemplo, los vientos catabáticos que surgen cuando el aire enfriado por contacto con la superficie terrestre fluyen descendiendo por una colina; las avalanchas de nieve; las erupciones volcánicas producen muchos tipos de corrientes de gravedad; las corrientes de turbidez en los océanos y las corrientes de densidad que se forman en los estuarios cuando el agua de un río se encuentra con el agua salina oceánica.

densidad. La cabeza de la corriente de gravedad es una interfase que separa los fluidos que entran en contacto y es una zona frontal típica que, aunque presenta una intensa mezcla, también mantiene un importante gradiente de densidad. Por todo ello, el movimiento de una corriente de gravedad se describe en numerosas ocasiones en función de la profundidad y de la diferencia de densidad de su frente (Simpson, 1982; Turner, 1973).

El frente de una corriente de gravedad que se desplaza horizontalmente presenta un complicado patrón de lóbulos y hendiduras que se cree es causado por la inestabilidad gravitacional que sufre el fluido menos denso al ser invadido por el frente de la corriente. La superficie superior de la corriente de gravedad está recorrida en la mayoría de los casos por ondas que rompen generando un complejo flujo tridimensional, destacando la presencia de inestabilidades de Kelvin-Helmholz.

El flujo de una corriente de gravedad se divide en tres regiones: la zona del fondo que corresponde al flujo del fluido denso no mezclado; la región de la cima que contiene exclusivamente al fluido menos denso y entre las dos regiones anteriores se sitúa la zona de mezcla (Simpson, 1982; Turner, 1973).

La corriente de gravedad se caracteriza porque el penacho está inclinado con un ángulo θ de forma que existe una componente de la fuerza de la gravedad que actúa normalmente al borde frontal de la corriente. Por otra parte, las corrientes de gravedad se dispersan linealmente con la distancia x recorrida y su diferencia de densidad varía de forma inversamente proporcional a dicha distancia (Simpson, 1982; Turner, 1973). Este flujo fluido requiere como nueva hipótesis el considerar que el parámetro de entrañamiento no es la constante α , que es apropiada para penachos verticales, sino que puede ser una función dependiente del número de Richardson global, $E(Ri_o)$, que es una medida de la relación entre el efecto estabilizador del gradiente de densidad y el desestabilizador de la cizalla. Experimentalmente, se obtiene que el entrañamiento es menor para valores del número de Richardson Ri_o próximos a la unidad de forma que todos los flujos que se desarrollan sobre pendientes pequeñas pueden ser tratados aproximadamente como si no produjeran mezcla. Además, en general, se obtiene un rápido decrecimiento de E al aumentar el número de Richardson. En general, la forma de la función de *entrañamiento* $E(Ri_o)$ ha de ser deducida experimentalmente.

II.4.3 LOS FENÓMENOS CONVECTIVOS DE LA CAPA LÍMITE PLANETARIA

En el presente apartado describiremos brevemente los fenómenos convectivos más importantes presentes en la capa límite planetaria, tanto en la convectiva como en la estable. La capa límite convectiva y la capa límite estable son distintos estados que alcanza la capa límite planetaria en su evolución temporal a lo largo del ciclo diurno. La capa límite convectiva está constituida por tres subcapas, que son la capa superficial inestable, la capa de mezcla y la zona de entrañamiento. Los fenómenos convectivos presentes en la capa superficial inestable son estructuras térmicas de pequeña escala, entre los que destacan los penachos verticales y las corrientes de polvo (Stull, 1994).

Los penachos son estructuras verticales de aire caliente elevándose con una profundidad y un diámetro del orden de 100 metros. Su estructura consta de débiles corrientes descendentes y fuertes corrientes ascendentes de aire, junto con un microfrente. Las corrientes ascendentes son más turbulentas que el aire descendente circundante. El empuje por flotabilidad es la fuerza dominante en este fenómeno típicamente convectivo, que acelera el aire hacia arriba con velocidades verticales del orden de 1 m/s. Los penachos se desplazan horizontalmente con una velocidad igual al promedio del viento a lo largo de su profundidad, siendo inclinados aproximadamente 45° por la cizalla del viento. Por ello, un penacho será tanto más vertical cuanto más débil sea la cizalla y más fuerte la flotabilidad. En conclusión, los penachos se propagan horizontalmente más deprisa que el viento superficial medio y remueven hacia arriba el aire cálido de la capa superficial incorporándolo a su estructura (Stull, 1994).

Las corrientes de polvo son movimientos giratorios de aire ascendente también por efecto de su flotabilidad. Su estructura consta de una débil corriente central de aire descendente y una fuerte corriente ascendente con velocidades verticales del orden de 4 m/s. Son aproximadamente cilíndricos, con un diámetro del orden de algunas decenas de metros y una altura de alrededor de 100 metros, y se desplazan con una velocidad mayor que la del viento superficial. Estos fenómenos surgen bajo las mismas condiciones generales que los penachos e incluso coexisten

con ellos, pero no son tan numerosos. Por otra parte, transportan alrededor de 10 veces más flujo vertical de calor.

Las dos estructuras convectivas características de la capa de mezcla son las térmicas y los vórtices horizontales en forma de rollo (Stull, 1994).

Las térmicas son grandes columnas de aire cálido elevándose en la capa de mezcla debido a su empuje por flotabilidad. Estas estructuras tienen una circulación convectiva característica compuesta por una zona de fuertes corrientes ascendentes que abarca una pequeña área, una región más extensa de débiles corrientes descendentes que circundan la pequeña zona de corrientes ascendentes (intertérmicas), una zona de convergencia horizontal debajo de la térmica y una zona de divergencia en la parte superior de la misma. Este proceso de circulación mueve verticalmente el aire de la capa de mezcla con un período de tiempo que oscila entre los 5 y los 15 minutos. En una sección horizontal, las térmicas también poseen una estructura determinada que consiste en un núcleo y una zona de entrañamiento. El núcleo es una zona situada en el centro de la térmica y se caracteriza por su poca dilución porque es capaz de transportar el aire proveniente de la capa superficial hasta la cima de la capa de mezcla sin apenas mezclarse. Respecto a la zona de entrañamiento es una región situada alrededor del núcleo que está formada por una capa de espesor variable y sin bordes definidos en la que se produce la mezcla del aire de la térmica con el exterior a la misma. La escala horizontal de una térmica es del orden de 1'5 veces la altura de la capa de mezcla¹. Respecto a la extensión vertical es aproximadamente igual a la profundidad de la capa de mezcla. Las térmicas están atrapadas dentro de la capa de mezcla, y con ellas la humedad y los contaminantes transportados desde la superficie terrestre. Cuando estas estructuras alcanzan la zona de entrañamiento encuentran una capa de aire estable estáticamente lo que hace que regresen a la capa de mezcla tras sufrir el fenómeno de la penetración convectiva. El número de térmicas bien definidas disminuye con la altura y su diámetro aumenta, sugiriendo este resultado que las térmicas sufren procesos de unión según ascienden en la capa de mezcla (Stull, 1994). A menor escala existen diferentes procesos de mezcla turbulenta producidos por pequeños remolinos turbulentos. Entre estos procesos se encuentra la mezcla en la cima de las térmicas que está relacionada con la cizalla del viento en esa región. Otro de estos

procesos es el entrañamiento lateral o mezcla turbulenta a través de los laterales de las térmicas mediante el cual el aire exterior circundante a la térmica es transportado horizontalmente hacia el interior de ésta y mezclado.

Los vórtices horizontales en forma de rollo, o rollos horizontales, consisten en pares de débiles corrientes con forma helicoidal, una con circulación horaria y la otra antihoraria, cuyos ejes principales están prácticamente alineados con el viento medio. Su profundidad iguala a la de la capa de mezcla, y se generan bajo condiciones de calentamiento superficial y fuertes vientos.

Las estructuras características de la zona de entrañamiento son las ondas de Kelvin-Helmholtz y las ondas de gravedad (Stull, 1994). Las ondas de Kelvin-Helmholtz existen con una gran variedad de escalas dentro de la zona de entrañamiento. En las escalas mayores su aparición es debida a la cizalla del viento producida por la diferencia entre los valores subgeostróficos que toma en la capa de mezcla y los valores casi geostróficos correspondientes a la atmósfera libre. Esta cizalla en una región estable estáticamente como lo es la zona de entrañamiento genera ondas de Kelvin-Helmholtz, que se desarrollan lentamente, se rompen y se vuelven turbulentas contribuyendo así al entrañamiento de aire de la atmósfera libre en la capa de mezcla. Por otra parte, la cima de las térmicas que penetran en la zona de entrañamiento constituyen una interfase abrupta en la que se forman las ondas de Kelvin-Helmholtz con escalas menores. Respecto a las ondas de gravedad pueden ser de tres tipos: las ondas internas, las ondas de convección y las ondas interfaciales. Conforme las térmicas penetran en la zona de entrañamiento estáticamente estable se producen ondas internas por efecto de la flotabilidad, que se propagan horizontal y verticalmente transportando energía procedente de las térmicas. Por otra parte, estas estructuras térmicas penetrantes actúan como obstáculos al obstruir el flujo de aire superior, forzándolo a remontar sobre sus cimas y produciendo de esta forma las denominadas ondas de convección. Por último, las ondas interfaciales se forman en el interior de la zona de entrañamiento en la que quedan atrapadas.

La capa límite estable no presenta fenómenos convectivos destacables. La turbulencia de la capa límite estable está esencialmente generada por la cizalla del viento.

¹ El diámetro de las térmicas tiene una evolución temporal oscilando desde los 100 metros a primeras horas de la mañana hasta el kilómetro por la tarde.

II.5 CARACTERÍSTICAS TEÓRICAS ASOCIADAS A LA SITUACIÓN EXPERIMENTAL

Este apartado plantea una breve aplicación de la teoría precedente al desarrollo de los experimentos de laboratorio con el objetivo de clarificar los fenómenos fluidos que en ellos acontecen y las características del tratamiento teórico que puede aplicárseles.

Los fenómenos fluidos que tiene lugar durante el desarrollo de los experimentos de mezcla turbulenta pertenecen al tipo de fenómenos de convección por flotabilidad. Por tanto, son flujos fluidos producidos por las fuerzas de flotabilidad que surgen como consecuencia de la acción de la gravedad sobre las diferencias de densidad existentes en el seno del sistema fluido. Pero, además, son flujos inestables gravitacionalmente lo que significa que existe una distribución inestable de densidad, es decir, el fluido más ligero queda situado debajo del más denso de modo que cualquier pequeño desplazamiento respecto de la horizontal de las superficies de densidad tenderá a crecer y generará movimientos convectivos.

El análisis teórico de estos fenómenos fluidos se caracteriza por la eliminación de una serie de efectos. El primero de ellos es el de la compresibilidad, es decir, los fluidos son tratados como incompresibles porque la compresibilidad de pequeños volúmenes de un fluido, como los utilizados a nivel experimental, puede ser despreciada. Esto implica que la proporción entre las escalas espaciales y las temporales correspondientes a un flujo no estacionario debe ser menor que la velocidad del sonido para asegurar que los cambios de presión se transmitan de modo instantáneo como corresponde a un fluido incompresible. El segundo efecto a eliminar es el de la rotación, es decir, no tratamos con fluidos estratificados en rotación. Esto implica que los fenómenos atmosféricos que se pretenden representar mediante el modelo de laboratorio son suficientemente pequeños o rápidos como para que la influencia de la rotación de la Tierra (la fuerza de Coriolis) sea despreciable en comparación con las fuerzas de flotabilidad y de inercia. El último efecto eliminado es el de la tensión interfacial dado que hemos utilizado fluidos miscibles.

Por otra parte, el único campo de fuerzas externas que actúa sobre el sistema fluido es el gravitatorio. Además, es normal para la determinación del efecto de la

gravedad la consideración exclusiva de diferencias densidad respecto de algún valor estándar que suele corresponder a la densidad ρ_L del fluido más ligero o a un promedio de densidades del sistema fluido. La densidad del fluido más denso puede expresarse en la forma:

$$\rho_D = \rho_L + \rho' \quad (2.47)$$

de modo que se considera que sobre dicho fluido más denso actúa una aceleración gravitacional reducida cuya expresión es:

$$g' = g \frac{\rho'}{\rho_L} \quad (2.48)$$

Se supone como aproximación que la variación de la densidad ρ' es pequeña comparada con el valor de referencia ρ_L , es decir, la relación de densidades ρ'/ρ_L es pequeña frente a la unidad. La expresión de la relación de densidades es importante porque las ecuaciones de Navier-Stokes pueden expresarse en función del mismo. Dicha relación aparece acompañando al término de inercia y al término gravitatorio. En el primero, puede ser despreciada porque supone sólo una pequeña corrección en comparación con un fluido homogéneo. Sin embargo, aunque dicha relación sea pequeña frente a la unidad, es siempre de importancia primordial en el término gravitatorio al generar las fuerzas de flotabilidad. De esta forma, surge la aproximación conocida como aproximación de Boussinesq consistente en despreciar las variaciones de la densidad cuando afecten al término de inercia, pero retenerlas si afectan al término gravitatorio.

El presente trabajo tienen como objetivo primordial el estudio de la mezcla turbulenta que se genera bajo condiciones inestables en una estratificación fluida. Se analiza la mezcla entre fluidos miscibles para valores grandes del número de Reynolds. Si el número de Reynolds es importante el flujo turbulento disipa una importante cantidad de energía cinética (hasta un 60% de la energía cinética generada puede llegar a disiparse). La energía es transferida por efectos inerciales a escalas sucesivamente menores hasta que tiene lugar la disipación viscosa. El ritmo de disipación se determina en función del ritmo de transferencia inercial y no depende de la magnitud de la viscosidad. Resultados similares se aplican a la disipación de las fluctuaciones de una magnitud escalar como la densidad. Por tanto, la mezcla turbulenta de fluidos miscibles presenta una mezcla importante a nivel

molecular, existiendo mecanismos de disipación tanto para las fluctuaciones de densidad como para la energía cinética.

Teóricamente, una distribución inestable de densidad constituida por un sistema fluido de dos capas se corresponde con una inestabilidad de Rayleigh-Taylor pura del tipo escalón de densidad. Por otra parte, la realización experimental de una distribución inestable de densidad es complicada por la gran dificultad que entraña la colocación directa de los diversos fluidos constituyentes del sistema fluido. De hecho, es prácticamente irrealizable si se emplean fluidos miscibles y cubetas experimentales de dimensiones considerables.

El trabajo realizado en la presente memoria no tiene como objetivo profundizar en el estudio de la mencionada inestabilidad hidrodinámica. Por ello, el modelo de laboratorio introducido en el capítulo III, permite obtener una distribución inestable de densidad que se desarrolla mediante la formación de un conjunto de penachos turbulentos. Es decir, el desarrollo del proceso de mezcla turbulenta tiene lugar por medio de movimientos convectivos generados por flotabilidad que surgen durante el inicio de los experimentos. Los penachos turbulentos evolucionan hasta alcanzar el contorno de la cubeta experimental. En este momento se constituye una corriente de gravedad horizontal que recorre lateralmente el ancho de dicha cubeta.

Por tanto, el modelo de laboratorio presentado no es una aproximación experimental a una inestabilidad de Rayleigh-Taylor pura. De hecho, la evolución de los experimentos de mezcla turbulenta realizados no se produce a través del desarrollo de esta inestabilidad hidrodinámica y no tiene lugar inicialmente a través del desarrollo de los característicos *dedos de Rayleigh-Taylor* correspondientes a la inestabilidad del mismo nombre (Read, 1984; Sharp, 1984; Tryggvason & Unverdi, 1990).

El final de los experimentos de mezcla turbulenta se caracteriza por la aparición de una capa mezclada, pero no homogénea, y por la formación de una interfase estable densidad que es recorrida por ondas internas, fenómeno que es característico de las distribuciones estables de densidad y al que está asociado procesos tales como la ruptura de ondas internas.

APÉNDICE 1. EL SISTEMA DE ECUACIONES DE UN FLUJO TURBULENTO

El conjunto de ecuaciones básicas que en un instante cualquiera del tiempo describen el flujo de un fluido viscoso, incompresible y newtoniano en un sistema de referencia no inercial ligado a la Tierra, como podría ser el caso de la atmósfera de la capa límite planetaria, y en notación tensorial es el siguiente:

a.- La Ecuación de Estado

$$p = \rho RT \quad (2.49)$$

En el caso atmosférico, la ley de los gases ideales describe adecuadamente el comportamiento del aire constituyente de la capa límite planetaria.

b.- La Ecuación de Continuidad

$$\frac{\partial \mathcal{V}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.50)$$

bajo la hipótesis de incompresibilidad para el fluido considerado.

c.- La Ecuación del Movimiento o Ecuación de Navier-Stokes

$$\frac{\partial \mathcal{V}_i}{\partial t} + V_j \frac{\partial \mathcal{V}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g - 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j V_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \mathcal{V}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.51)$$

en un sistema de referencia no inercial ligado a la Tierra.

d.- La Ecuación de Conservación de la Energía

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + V_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \frac{\mu}{\rho} \theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} \right) - \frac{L_p E}{\rho C_p} \quad (2.52)$$

donde el penúltimo término representa la existencia de fuentes o sumideros relacionadas con la divergencia de la radiación neta Q^* . El último sumando representa el término fuente asociado con el calor latente liberado durante un cambio de fase, que es un proceso importante para la atmósfera. Dada la presencia de estos dos términos, esta ecuación está enfocada esencialmente para el caso atmosférico antes que para un fluido arbitrario.

Si consideramos la existencia de una magnitud escalar en el flujo fluido será precisa la siguiente ecuación:

e.- La Ecuación de Conservación de la Magnitud Escalar

$$\frac{\partial c}{\partial t} + V_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \nu_c \frac{\partial^2 c}{\partial x_j^2} + S_c \quad (2.53)$$

donde c representación la concentración del escalar expresada como masa por unidad de volumen. De nuevo, el último término representa la existencia de fuentes y sumideros que afecten al escalar.

Y, finalmente, en el caso de la capa límite planetaria será preciso añadir otra ecuación:

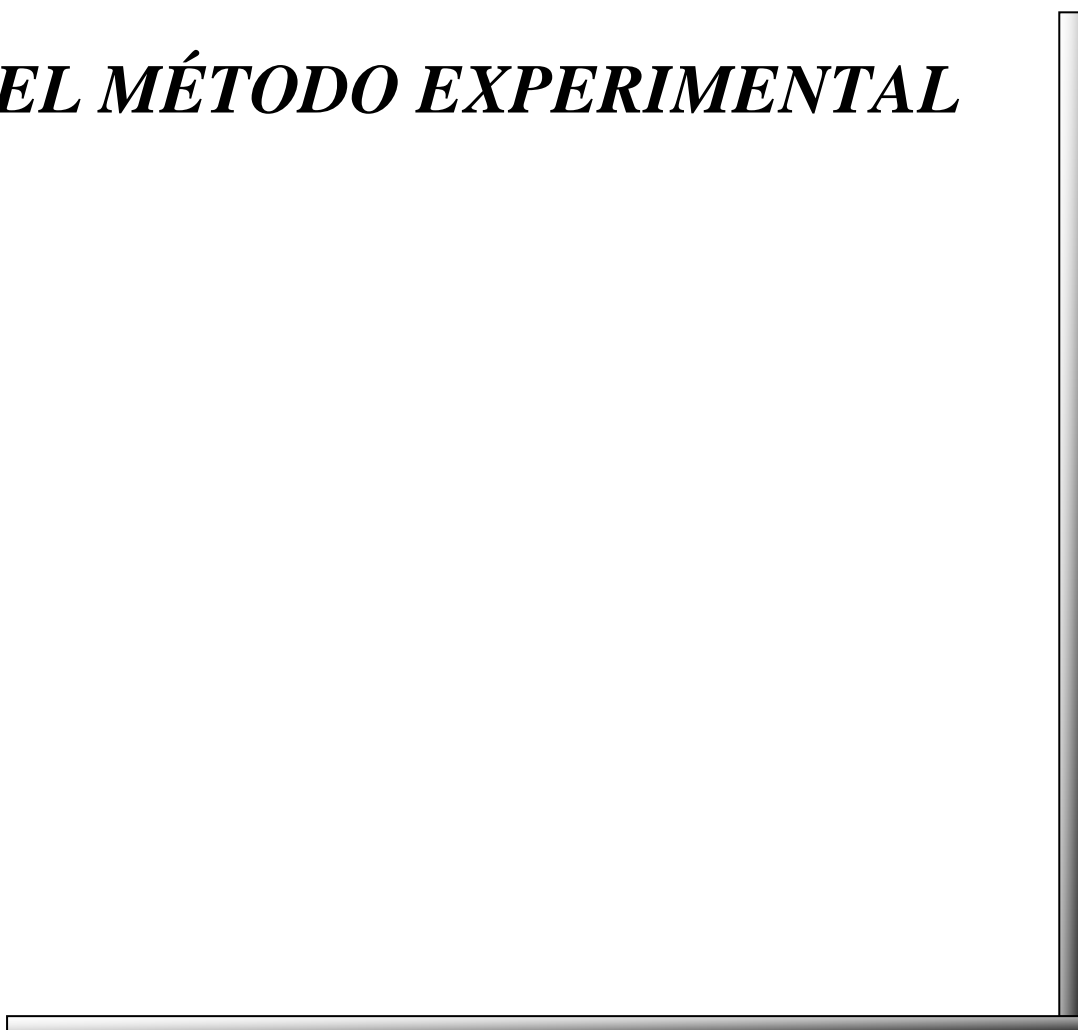
f.- La Ecuación de Conservación de la Humedad Neta

$$\frac{\partial q_T}{\partial t} + V_j \frac{\partial q_T}{\partial x_j} = \nu_q \frac{\partial^2 q_T}{\partial x_j^2} + \frac{S_{q_T}}{\rho} \quad (2.54)$$

donde q_T es la humedad específica neta del aire. De nuevo, el último término representa la existencia de fuentes y sumideros que afecten a la humedad neta.

CAPÍTULO III

EL MÉTODO EXPERIMENTAL



III.1 INTRODUCCIÓN

Este capítulo presenta el modelo de laboratorio en el que se basan los experimentos realizados, describiendo el fundamento de dicho modelo, sus características y el procedimiento experimental que es necesario para llevar ese modelo a la práctica. En relación con el procedimiento se introduce y describe el material de laboratorio empleado, así como los datos experimentales que se han obtenido.

Los experimentos utilizados para el estudio y conocimiento de los procesos de mezcla por turbulencia son numerosos y, a veces, complejos. Las investigaciones previas más directamente relacionadas con el tema de la presente memoria analizan el intercambio turbulento bajo condiciones de estratificaciones estable, construida mediante una interfase estable de densidad, e inestable, representada por interfases inestables de densidad que son experimentalmente forzadas.

Los experimentos de mezcla turbulenta realizada bajo condiciones de estratificación estable utilizan diversos procedimientos de laboratorio con el objetivo de generar turbulencia entre los que destacan los siguientes:

1° Turbulencia generada por caída de una rejilla (Redondo, 1987).

En este tipo de experimentos se deja caer una rejilla metálica a través del sistema fluido, tanto homogéneo o estratificado, generándose turbulencia en las estelas producidas por las barras sólidas que constituyen la rejilla durante la caída de la misma. La escala de longitud característica es la longitud lateral de la malla metálica que constituye la rejilla y la escala de velocidad es proporcional a la velocidad de caída de la rejilla.

2° Turbulencia generada por una rejilla oscilante (Redondo, 1988; Fernando y Long, 1988).

La turbulencia producida por este procedimiento no es demasiado vigorosa, decae rápidamente con el tiempo y es función de la profundidad. Como en el caso anterior, la turbulencia es generada en las estelas producidas por las barras sólidas que constituyen la rejilla al atravesar el sistema fluido.

3° Turbulencia Generada por Burbujas (Yagüe, 1992).

En esta situación, la generación de turbulencia tiene lugar en las estelas de las burbujas generadas mediante una pequeña bomba situada en el interior de un sistema

fluido estratificado. La ventaja de este procedimiento es que permite obtener un nivel de turbulencia uniforme a través de toda la profundidad del sistema fluido. Además, las burbujas son fáciles de generar y no producen oscilaciones temporales ni espaciales de la intensidad turbulenta.

Existen investigaciones cuyo objetivo es semejante al planteado en el presente trabajo, a saber, el análisis de la mezcla turbulenta realizada bajo condiciones de inestabilidad en la estratificación de densidad, pero con procedimientos experimentales distintos. A continuación, se presentan algunas características de los principales tipos de experimentos relacionados con estratificaciones inestables, que, a grandes rasgos, pueden englobarse en dos grupos. El primer grupo se corresponde con aquellos experimentos en los que se constituye realmente una interfase inestable de densidad. El segundo grupo hace referencia a experimentos en los que no se crea una interfase inestable, pero si se genera una inestabilidad de Rayleigh-Taylor (Linden & Redondo, 1991; Popil & Curzon, 1979; Sharp, 1984).

Respecto al primer grupo, el procedimiento experimental empleado se caracteriza por permitir la formación real de una interfase inestable de densidad, que, posteriormente, evoluciona desarrollando la mencionada inestabilidad hidrodinámica. Algunos experimentos de este tipo se realizan mediante la utilización de fluidos inmiscibles, o bien, mediante el uso de recipientes experimentales de pequeñas dimensiones. Dentro de este grupo destacan los experimentos realizados por el prof. Redondo (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994) en los que se establece una distribución inestable de densidad que es mantenida artificialmente mediante una lámina rígida la cual es retirada súbitamente al iniciarse el experimento, generándose la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, así como cizalla y pérdida de fluido.

Respecto al segundo grupo, los experimentos están caracterizados por un procedimiento mediante el cual no tiene lugar la formación real de una interfase inestable de densidad sino que inicialmente se constituye una interfase estable que posteriormente es acelerada con un valor superior al de la gravedad. De esta forma, finalmente, se desarrolla la inestabilidad de Rayleigh-Taylor.

Esta memoria centra su objetivo en el estudio de la mezcla turbulenta que se genera en condiciones de inestabilidad en la estratificación de densidad, situación que se reproduce experimentalmente en el laboratorio según se describe en el

apartado III.2 del presente capítulo. La distribución inestable de densidad está caracterizada por tener una tendencia inherente al desarrollo natural de un flujo fluido turbulento, luego de mezcla turbulenta, por lo que no es preciso la generación artificial de dicha turbulencia sino que ésta se produce de manera espontánea. No obstante, sí es necesaria la utilización de un procedimiento experimental adecuado para la deposición de los diferentes fluidos y la construcción de un sistema fluido con una distribución inestable de densidad, que será descrito en el apartado III.2.

III.2 EL MODELO DE LABORATORIO

Este apartado presenta el modelo de laboratorio utilizado en el presente trabajo y su fundamento, planteando detalladamente el procedimiento experimental utilizado para llevarlo a la práctica. Además, se describe el material técnico necesario para la consecución de los experimentos de mezcla turbulenta, planteando el objetivo que se pretende conseguir con cada uno de los instrumentos utilizados y desarrollando sus características y su funcionamiento.

III.2.1 EL MODELO EXPERIMENTAL

La primera etapa del trabajo experimental es el planteamiento de un modelo de laboratorio que permita la reproducción de una distribución inestable de densidad. El hecho de que la distribución de densidad sea inestable hace pensar que podría representarse por una interfase inestable pura cuyo desarrollo genera la inestabilidad de Rayleigh-Taylor (apartado II.3.3.1). Esta inestabilidad se desarrolla en un sistema fluido constituido por dos fluidos incompresibles, uniformes y de diferente densidad, separados por una interfase horizontal y superpuestos de forma que la densidad disminuye en el sentido de la gravedad. De esta forma, surge una discontinuidad en la distribución de densidad. Sin embargo, el presente trabajo no tiene como objetivo ni reproducir ni analizar una inestabilidad Rayleigh-Taylor pura. No obstante, conceptualmente esta inestabilidad constituye una referencia teórica para el modelo de laboratorio que se presenta puesto que dicha inestabilidad es consecuencia de una distribución inestable de densidad que también está presente o caracteriza al modelo experimental.

Los motivos que han determinado el planteamiento de un nuevo modelo de laboratorio para la obtención de una distribución inestable de densidad son diversos. Existen procedimientos experimentales para la obtención de una interfase inestable pura, luego de una estratificación inestable, en un sistema de dos fluidos. Una de las posibilidades consiste en la constitución inicial de una estratificación estable que, súbitamente, es invertida de forma tal que el fluido más denso queda situado sobre el fluido más ligero, generando dicha estratificación. En general, estas inversiones rápidas de fluidos sólo son posibles en recipientes de pequeñas dimensiones, siendo prácticamente imposibles de realizar en una cubeta experimental de dimensiones

medianas, como es nuestro caso en el que se usa un recipiente de 27 cm de lado. Éste es un primer motivo que ha impulsado la creación de un nuevo procedimiento experimental para la obtención de una distribución de densidad que sea inestable y que tenga ciertas dimensiones. Un segundo motivo que fundamenta el modelo experimental es que el presente trabajo estudia procesos de mezcla turbulenta, luego se requiere que los fluidos empleados sean miscibles. Por tanto, no nos son válidos los procedimientos experimentales que usan fluidos inmiscibles para la constitución de una estratificación inestable. Se puede obtener una interfase inestable pura mediante la utilización de fluidos que presenten una importante tensión interfacial de modo que la estratificación inestable no llegaría a romperse bajo ciertas circunstancias y no se desarrollaría la inestabilidad de Rayleigh-Taylor (Chandrasekhar, 1961; Mollo-Christensen, 1969)¹. Y un tercer motivo para idear un nuevo modelo de laboratorio lo constituye el hecho de que la única aceleración externa a que están sometidos los estratos atmosféricos es la debida al campo gravitatorio. Por ello, si dicho modelo ha de reproducir una situación atmosférica real, el sistema fluido experimental habrá de estar sometido exclusivamente a la aceleración de la gravedad. Esto implica que tampoco nos resultan útiles aquellos procedimientos que emplean aceleraciones superiores a la gravitatoria para la generación de la mencionada inestabilidad.

Por tanto, proponemos un nuevo modelo de laboratorio representado gráficamente en la figura III.2. El objetivo de este modelo de laboratorio es la reproducción experimental, aproximada y controlable, de una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica como las descritas en el Capítulo I (figuras I.3, I.5 y I.6) que se reproduce genéricamente en la gráfica I de la figura III.2. Este modelo tiene varias características importantes. La ventaja teórica de este modelo de laboratorio es que supone una mejor adaptación a una situación atmosférica real, en la que existen zonas de inestabilidad separadas por zonas de estabilidad (apartado I.2.1). Entre las ventajas prácticas destaca el hecho de que permite estudiar el proceso de mezcla turbulenta bajo condiciones inestables de una forma controlada sin pérdidas fluidas y sin la adición de ninguna fuente energética diferente de la energía suministrada por la inestabilidad del propio sistema fluido. Otra de sus

¹ Esta situación que se resolvería mediante la adición a la interfase de algún surfactante o sustancia tensioactiva, que reduzca la tensión interfacial.

ventajas experimentales es que posibilita la obtención de una distribución inestable de densidad de dimensiones importantes que se desarrolla simultáneamente en distintos puntos, pudiendo observarse la evolución conjunta de las estructuras turbulentas, su interacción y el consiguiente proceso de mezcla.

Teóricamente, al presentarse una distribución inestable de densidad ésta podría representarse por una interfase inestable de densidad, del tipo escalón de densidad, como la de la figura III.1, que se desarrollaría según la inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Sin embargo, la consecución de una distribución inestable de densidad teniendo como única referencia la interfase inestable pura es de una notable dificultad práctica y apenas si es posible bajo las condiciones experimentales presentes en nuestro trabajo.

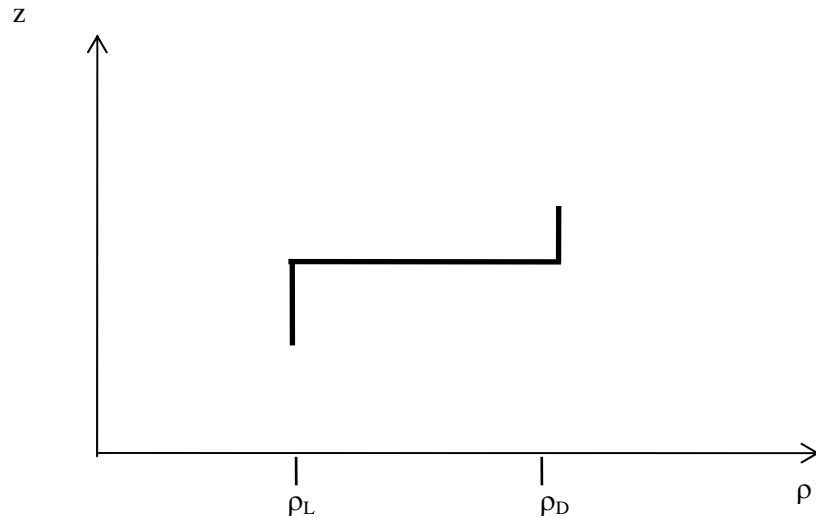


Figura III.1. Distribución vertical de densidad correspondiente a una interfase inestable pura del tipo salto o escalón de densidad.

Por ello, se presenta como modelo alternativo el de la gráfica II de la figura III.2, caracterizado por la adición de un tercer fluido al sistema. Para ello se interpone entre la disolución superior, que constituye la capa densa, y la disolución inferior, que es la capa ligera, un estrato de un gel de sodiocarboximetil celulosa (CMC). Este gel tiene ciertas características apropiadas que se describirán en el apartado III.2.5 del presente capítulo.

La presencia en el modelo de laboratorio de las características descritas se logra mediante la utilización de la mencionada capa de gel CMC que representa experimentalmente la zona de estabilidad intercalada entre las regiones inestables

características de los estratos atmosféricos semejantes desde el punto de vista de la estratificación y que están presentes en los perfiles verticales de temperatura atmosférica (apartado I.2.1).

La gráfica II de la figura III.2 muestra la distribución vertical de la densidad en el modelo de laboratorio que será llevado a la práctica. La disposición de los fluidos que constituyen el sistema fluido es tal que en la parte inferior se sitúa una capa ligera de menor densidad e inmediatamente encima el estrato de gel CMC con el que se forma una interfase estable de densidad. Finalmente, en la parte superior se sitúa la capa densa que es la que mayor densidad tiene y que constituye una interfase inestable de densidad tanto con el estrato de gel como con la capa ligera.

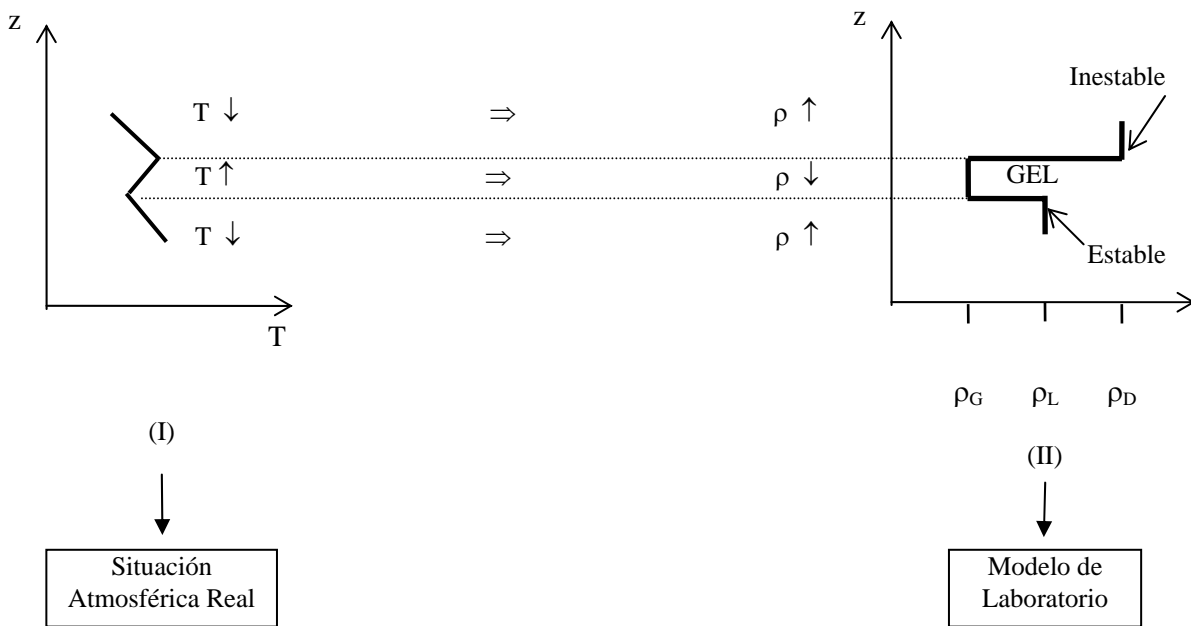


Figura III.2. Representación esquemática del modelo de laboratorio (II) correspondiente a una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica (I), descartado por dificultades prácticas el modelo de la interfase inestable pura.

El hecho de que el modelo de laboratorio tenga por objetivo reproducir experimentalmente una inestabilidad aislada en la estratificación atmosférica obliga a realizar un cambio de variable. La variable temperatura T , que caracteriza el tipo de estratificación de los estratos atmosféricos, ha de ser sustituida por la densidad ρ , que es la magnitud manejada a nivel experimental. Esta modificación es posible por el

comportamiento aproximado como gas perfecto que posee la atmósfera, verificando la ley de los gases ideales, $p = \rho \cdot R \cdot T$. Por tanto, existe una relación de proporcionalidad inversa entre densidad y temperatura a presión constante. Esto permite deducir los decrementos de temperatura ΔT :

$$\Delta T = -\frac{1}{K} \left(\frac{T}{\rho} \right) \Delta \rho \quad (3.1)$$

donde se tiene que K es una constante ($K=pM/R$). En la anterior expresión se tiene que ρ es una densidad de referencia, que puede ser de la forma $\rho=(\rho_1+\rho_2)/2$, mientras que $\Delta\rho$ es el incremento de densidad $\Delta\rho=\rho_1-\rho_2$.

III.2.2 EL MATERIAL DE LABORATORIO

En este apartado se describe brevemente el material de laboratorio utilizado en el procedimiento experimental. Con ese objetivo se muestran una serie de fotografías correspondientes a algunos de los aparatos y utensilios empleados.

El material de laboratorio puede clasificarse en dos grupos, que son los utensilios utilizados para la obtención de la distribución inestable de densidad y, por otra parte, los aparatos para la detección y medida del proceso de mezcla turbulenta.

Respecto al material empleado para la obtención de la distribución inestable de densidad está compuesto por los siguientes utensilios:

1º.- Dos cubetas experimentales de vidrio de dimensiones 27 cm de lado, en las que se han construido todas las estratificaciones necesarias para los experimentos de mezcla turbulenta. Una de las cubetas está acondicionada para que la visualización de las pruebas experimentales sea mediante la técnica de *shadowgraph* por lo que dos de sus caras internas, las que son opuestas, se han empapelado con papel negro plastificado. La otra cubeta está dispuesta para que la visualización de los experimentos sea directa por lo que se han empapelado dos caras internas consecutivas.

2º.- Una cesta de malla metálica de dimensiones 25 cm de lado de la base y de 32 cm de alto que permite depositar el gel de sodiocarboximetil celulosa sobre la capa ligera (figura III.3). Esta cesta carece de paredes laterales y sólo tiene un fondo con rejilla metálica.

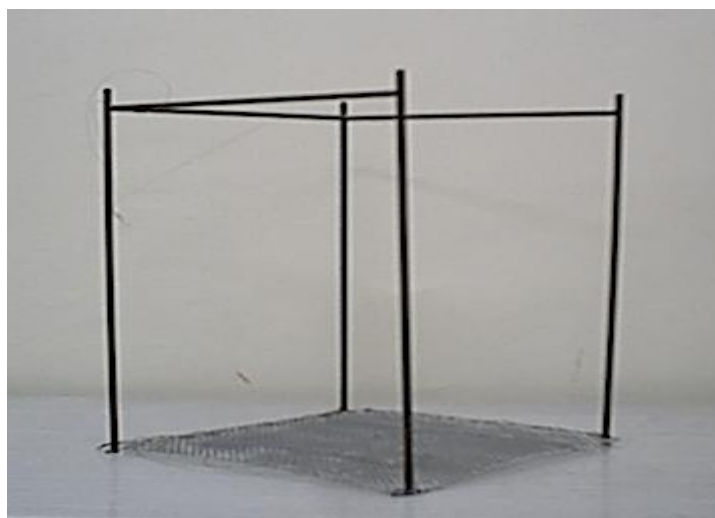


Figura III.3. Cesta de malla metálica utilizada para la colocación del gel de sodiocarboximetil celulosa (CMC) sobre la capa ligera contenida en el interior de la cubeta experimental.

3°.- Un sistema de cajas móviles construido en metacrilato en los Talleres de Apoyo a la Investigación de la U.C.M. y que permite la deposición sobre el estrato de gel CMC de la disolución densa que constituye la capa fluida superior o capa densa (figuras III.4 y III.5). Este sistema está constituido por dos cajas situadas una en el interior de la otra. La caja interior tiene como dimensiones 22.7 cm de largo, 22 cm de ancho y 15.5 cm de alto, mientras que las dimensiones de la caja exterior son 23.6 cm de largo, 24.2 cm de ancho y 16 cm de alto.



Figura III.4. Fotografía del sistema de cajas móviles, construidas en metacrilato, que se usa para la deposición de la capa densa.

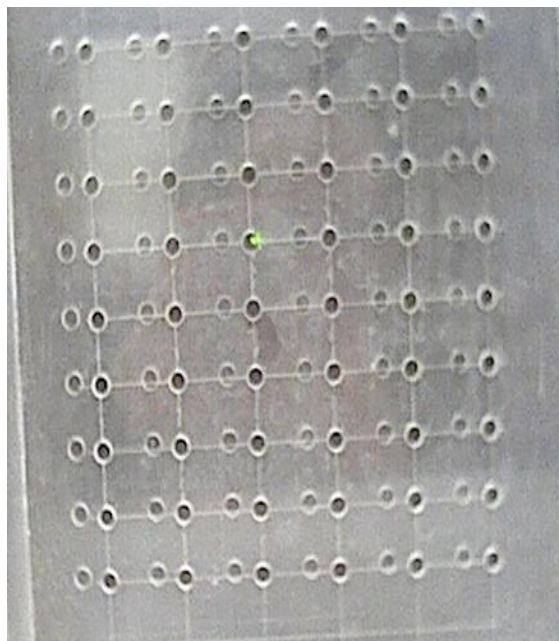


Figura III.5. Detalle de los fondos del sistema de cajas móviles, que están agujereados de forma alternante. Se muestra la posición cerrada de los mismos.

Estas cajas se caracterizan porque sus fondos están agujereados de modo alternante como se muestra en la figura III.5 y en la figura III.20. El espacio existente entre ambos fondos se recubre con una lámina de plástico fino cuya misión es impedir que la capa densa fluya antes de tiempo. Al iniciarse un experimento esta lámina de plástico es retirada súbitamente con la ayuda de un motor a cuyo eje está unida.

4°.- Un refractómetro de la marca Shibuya Optical CO., modelo 145 Estándar, para la medida de la salinidad de las disoluciones salinas empleadas. Este aparato mide salinidades comprendidas en el rango (0, 160) (g/1000g) con una resolución de 2 (g/1000g).

Este instrumento consta de un prisma, un tornillo para el ajuste de la escala y un ocular de enfoque por el que se hace la lectura. Para realizar una medición se pone sobre la superficie del prisma una gota de la solución a medir y se cierra la tapa del mismo. A continuación se lee a través del ocular el número de la escala sobre el que se sitúa una línea divisoria.

5º.- Un agitador-dispersor de la marca Miralles, con velocidades de rotación comprendidas en el intervalo (0, 5000) r.p.m., mediante el cual se obtiene el gel de sodiocarboximetil celulosa. Como resultado del proceso de agitación el gel presenta numerosas burbujas en su interior, siendo preciso eliminarlas antes de su utilización.

6º.- Un viscosímetro rotacional Brookfield, modelo DV-II, para la medida de la viscosidad del gel de sodiocarboximetil celulosa bajo distintas condiciones experimentales.

7º.- Varios receptáculos de vidrio con grifo que contienen la disolución densa antes de su colocación en el interior del sistema de cajas móviles (figura III.6).

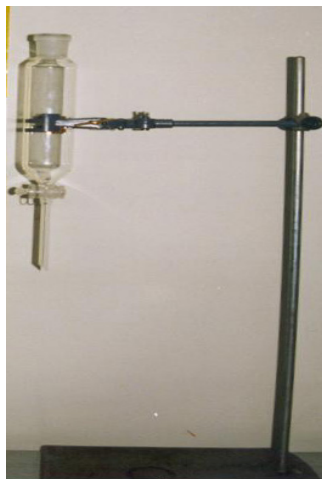


Figura III.6. El receptáculo de vidrio con grifo que se utiliza para guardar la disolución densa sin pérdidas de fluido antes de su colocación en el interior del sistema de cajas móviles.

8º.- Un termómetro para la medida de la temperatura de las disoluciones salinas previa a la realización de las pruebas experimentales.

9º.- Un sistema de ejes, poleas y motor mediante el que se controla la altura y posición respecto de la cubeta experimental tanto de la cesta de malla metálica como del sistema de cajas móviles (figuras III.7, III.8 y III.9). Además, el motor permite la retirada de la lámina de plástico interpuesta entre los fondos del sistema de cajas móviles.



Figura III.7. Figura del sistema de ejes, poleas y motor para controlar la posición de la cesta de malla metálica y el sistema de cajas móviles.



Figura III.8. Detalle del sistema de motor-eje para retirar el plástico situado entre los fondos de las dos cajas agujereadas.



Figura III.9. Detalle del sistema de motor-eje que permite retirar el plástico durante la etapa final del procedimiento experimental.

Respecto al material empleado para la detección y la medida del proceso de mezcla turbulenta se puede subdividir en dos grupos: los instrumentos dedicados a la detección visual del fenómeno de mezcla y los aparatos para la detección eléctrica del proceso de mezcla.

La detección visual del proceso de mezcla necesita utilizar algún procedimiento para hacer visibles los flujos fluidos que se generan durante el experimento. Con este objetivo se utilizó fluoresceína sódica, que actúa como un marcador pasivo. Este compuesto se añade sólo a la capa densa y mediante la fluorescencia inducida por luz que genera es posible la visualización directa de los fenómenos fluidos que se producen durante el proceso de mezcla. De esta forma, se facilitó la filmación de todas las pruebas experimentales mediante una cámara de vídeo Sony Handicap. Además, se hizo uso puntualmente de una cámara fotográfica Nikon F-50 para la toma de fotografías. Finalmente, el proceso de digitalización de los videos analógicos grabados a los experimentos fue realizado mediante el uso de tres digitalizadores: Screen Machine II, DigImage y Adobe Premiere 5.0.

La detección eléctrica y medida del proceso de mezcla requiere la utilización de los instrumentos que describimos a continuación.

Se utilizaron cuatro sondas de conductividad por succión mediante las que se detectan las variaciones en la conductividad eléctrica de las disoluciones que intervienen y que son consecuencia del proceso de mezcla (Redondo, 1987; Yagüe, 1992). Estas variaciones de la conductividad representan los cambios que sufre la concentración salina y se transforman en variaciones de densidad. Las sondas de conductividad se sitúan en el interior de la capa ligera a distintas alturas que son fijas para todos los experimentos realizados como se muestra en la figura III.10.

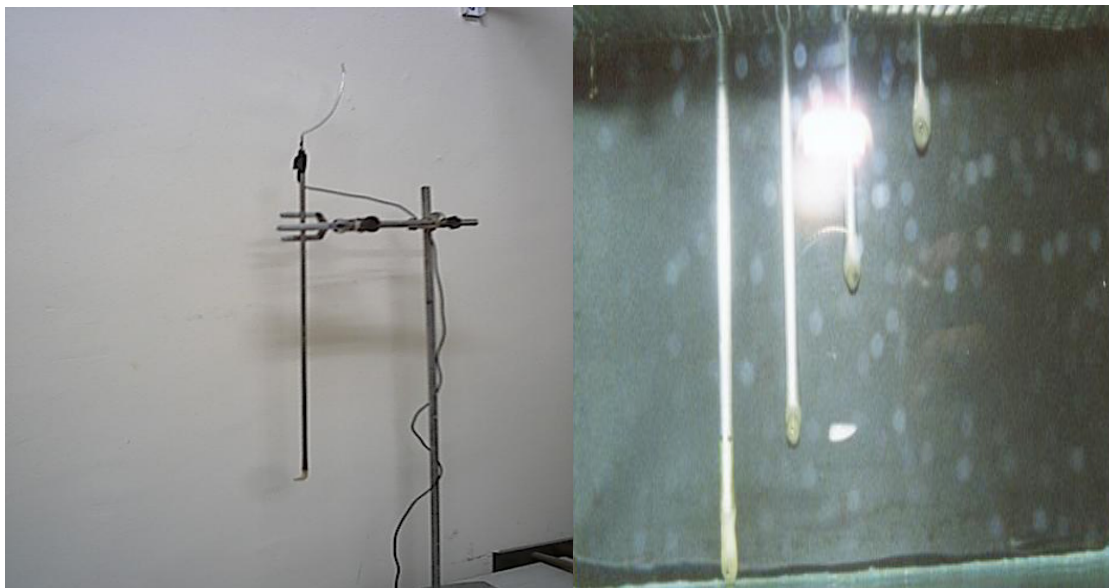


Figura III.10. Fotografía de la sonda de conductividad por succión, que es el instrumento encargado de la detección de las variaciones de conductividad eléctrica. A la derecha se muestran las cuatro sondas de conductividad colocadas en sus posiciones fijas en el interior de la cubeta experimental.

El funcionamiento adecuado de las sondas de conductividad requiere la utilización de una red de distribución para la succión de dichas sondas. La red de succión está compuesta por tres elementos. El primer elemento es el tubo venturi, que actúa como una pequeña bomba de succión (figura III.11). El segundo elemento es un conector múltiple que permite la conexión simultánea de las cuatro sondas de conductividad al mismo venturímetro (figura III.12). Y el tercer elemento es un vaso regulador del flujo desmontable que posibilita que el caudal que entra en el venturímetro sea aproximadamente constante e independiente de las fluctuaciones del caudal del grifo que lo alimenta (figura III.13).

La figura III.14 muestra la conexión existentes entre el tubo venturi y el conector múltiple, observándose claramente la existencia de cuatro tubos delgados de plástico que unen las sondas de conductividad a cada entrada del conector múltiple.

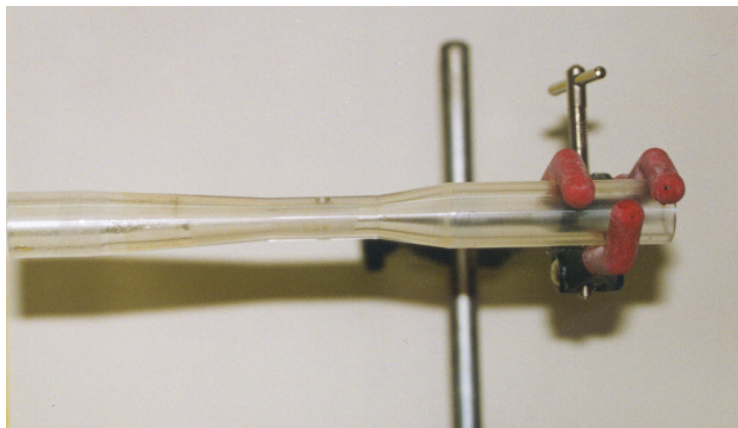


Figura III.11. El tubo venturi que actúa como una pequeña bomba de succión dentro de la red de distribución.

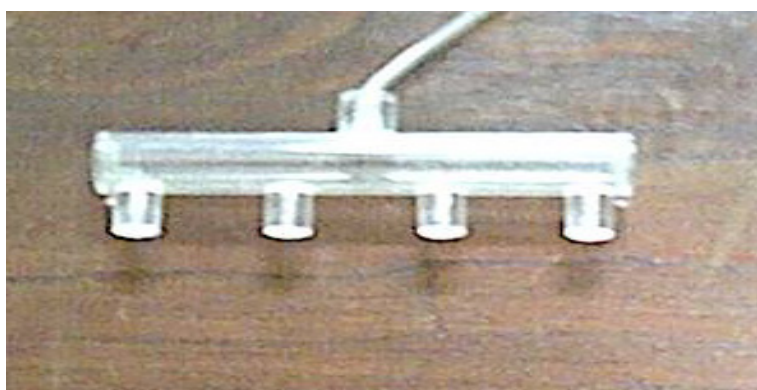


Figura III.12. El conector múltiple que permite que las cuatro sondas de conductividad se conecten simultáneamente a un mismo tubo venturi.



Figura III.13. El vaso regulador del flujo que controla el caudal de entrada en el tubo venturi evitando las fluctuaciones propias del grifo de alimentación.

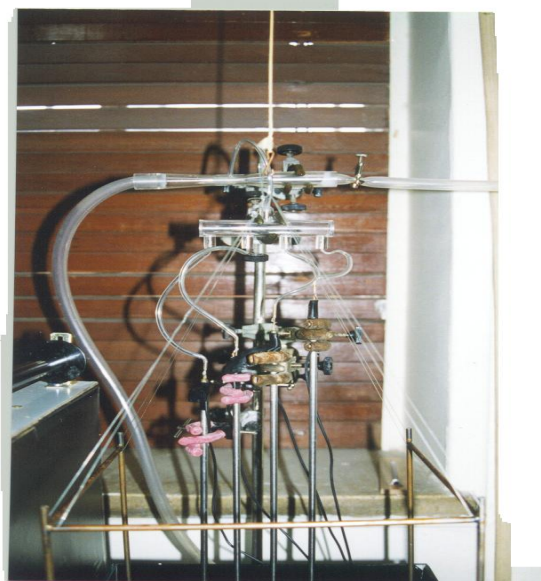


Figura III.14. Detalle de la red de distribución para la succión de las sondas de conductividad. Se muestra la conexión entre el conector múltiple y el tubo venturi. Además, se observa la unión de las cuatro sondas de conductividad al conector múltiple por medio de los correspondientes tubos de plástico.



Figura III.15. La red de distribución para la succión de las sondas de conductividad se muestra al completo, observándose la conexión entre todos sus elementos: el vaso regulador del flujo en primer plano, el tubo venturi detrás y el conector múltiple debajo de él.

La figura III.15 muestra la conexión completa de la red de distribución para la succión de las sondas de conductividad. En particular, se observa la conexión existente entre el tubo venturi y el vaso regulador del flujo que, a su vez, está conectado al grifo que lo alimenta.

Las cuatro sondas de conductividad están conectadas a un conductivímetro multicanal con cuatro canales, uno para cada sonda de conductividad (Redondo, 1987). Este aparato es el encargado de recibir y transformar adecuadamente la señal eléctrica (figuras III.16 y III.17).

La señal modificada por el conductivímetro multicanal se introduce en un convertidor analógico-digital StarLogger modelo 6004B. Este instrumento transforma la señal analógica de salida del conductivímetro en datos digitales suministrando las medidas reales o experimentales del potencial asociado al proceso de mezcla.



Figura III.16. Vista frontal del conductímetro de cuatro canales que recibe y modifica la señal eléctrica transmitida por las sondas de conductividad.

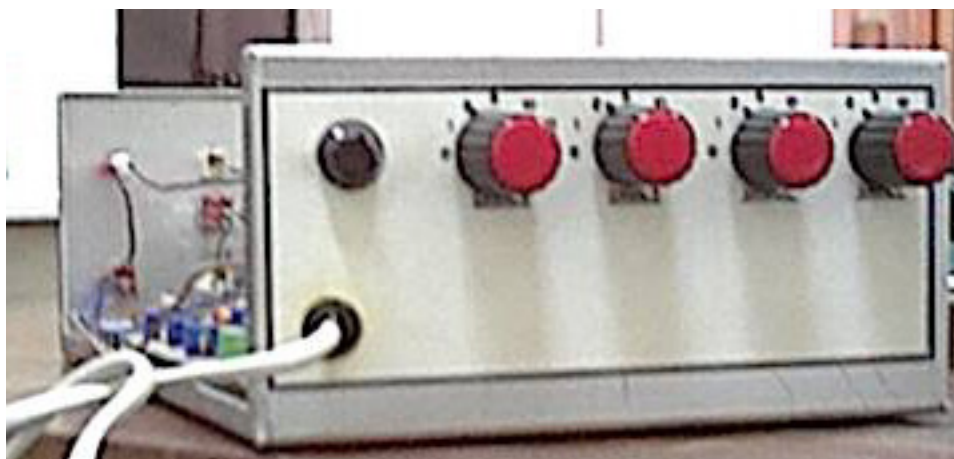


Figura III.17. Vista posterior del conductímetro multicanal en la que se aprecian los mandos de selección de la resistencia compensadora, R_c .

La señal eléctrica suministrada por el conductímetro multicanal no ha de sobrepasar cierto valor crítico porque entonces se producirían daños en el convertidor analógico-digital. Con el objeto de controlar el valor de esta señal se utilizaron un polímetro y un osciloscopio digital Tektronix de dos canales modelo TDS 210 que permiten verificar el valor del potencial asociado a la mencionada señal.

Finalmente, los datos procedentes del convertidor analógico-digital se almacenan en un ordenador portátil para su posterior análisis. Además, desde este ordenador se controla el funcionamiento del convertidor analógico-digital.

III.2.3 EL PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Este apartado describe el procedimiento experimental necesario para llevar a la práctica el modelo de laboratorio que permite obtener la distribución inestable de densidad descrita en el apartado III.2.1. La consecución de dicha distribución requiere obtener una disposición de los fluidos como la mostrada en la gráfica II de la figura III.2 para lo que es necesario establecer un procedimiento experimental definido.

Los experimentos que sustentan el presente trabajo emplean dos tipos de fluidos. El primer tipo se corresponde con disoluciones salinas de cloruro sódico (NaCl), es decir, fluidos de pequeña tensión interfacial y muy miscibles por lo que se facilitará la mezcla a nivel molecular. El segundo fluido experimental es el gel de sodiocarboximetil celulosa que, aunque soluble en agua, no sufre ningún proceso de mezcla con las disoluciones salinas mencionadas.

La distribución inestable de densidad se construye con los fluidos experimentales anteriores y se constituye en una cubeta experimental de vidrio de dimensiones considerables al tratarse de un cubo de 27 cm de lado. Para su desarrollo es preciso la utilización de diversos utensilios que serán descritos en el apartado III.4 del presente capítulo. El proceso de mezcla turbulenta se desarrolla en el interior de esta cubeta a temperatura ambiente (entre 21°C y 27°C). Estas condiciones experimentales hacen difícil la consecución de una interfase inestable pura como se indicó en el apartado III.2.1.

El procedimiento experimental a desarrollar para obtener el modelo de laboratorio descrito se compone de una serie de etapas que pasamos a describir. La primera etapa consiste en la colocación en el fondo de la cubeta experimental de una disolución de cloruro sódico que constituirá la capa fluida de menor densidad o capa ligera. Esta capa tiene una altura h_L de 12.7 cm, un volumen de 8700 cm³ y una densidad ρ_L adecuada.

La segunda etapa se caracteriza por el emplazamiento de un estrato de gel de sodiocarboximetil celulosa (o goma celulósica y, a partir de ahora, gel CMC) sobre la capa ligera. El estrato de gel tiene un espesor h_G aproximado de 2 cm y su densidad está en función de la de la capa ligera porque entre ambos fluidos se constituye una interfase estable que los separa. Esta interfase estable representa experimentalmente la zona de estabilidad que separa las regiones inestables presentes en los perfiles

verticales de temperatura de la atmósfera como se ha descrito en el apartado III.2.1 y se ha mostrado en el Capítulo I.

Para llevar a cabo la obtención del estrato de gel CMC se ha diseñado una cesta de malla metálica de dimensiones ajustadas a las de la cubeta experimental (figura III.18). Este utensilio se maneja mediante un sistema de motor y polea como se muestra en la figura III.7. Se observa que una vez que está montada la red de distribución para la succión y las sondas de conductividad están introducidas en la cubeta experimental, se deposita la capa ligera en el fondo de la cubeta experimental. A continuación, se coloca la cesta de malla metálica en contacto con dicha capa ligera y se mantiene en esta posición gracias al sistema de motor y polea.

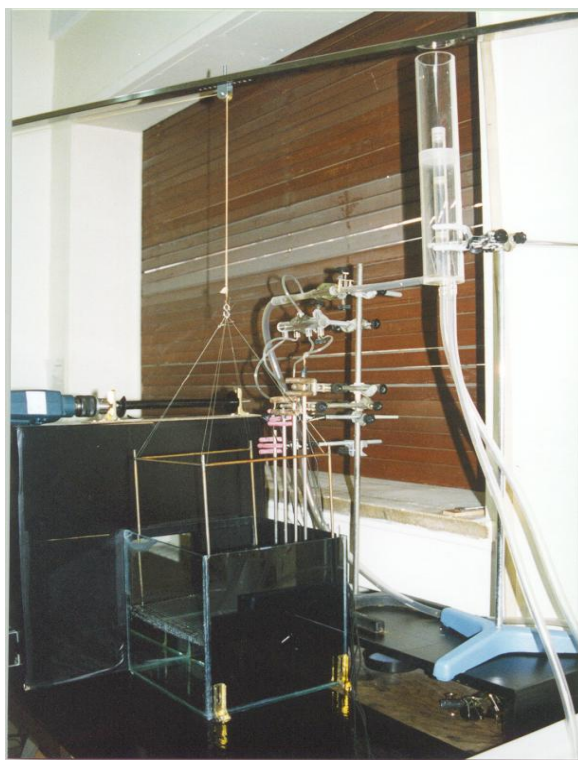


Figura III.18. Panorámica del montaje correspondiente a la segunda etapa del procedimiento experimental. Se observa la cesta de malla metálica introducida en la cubeta experimental y situada sobre la capa ligera.

La colocación del gel CMC entraña una notable dificultad por sus especiales características fluidas porque se trata de un fluido no newtoniano de alta viscosidad. Entre los problemas que surgen destacan los siguientes. En primer lugar, es preciso evitar la ruptura del estrato durante su deposición, intentado que sea lo más uniforme posible. En segundo lugar, es difícil controlar el espesor h_G del estrato de gel, y, más concretamente, la obtención de una interfase gel-capa ligera que sea horizontal, sin la aparición de concavidades producidas por una mayor deposición del gel en una cierta

zona. En tercer lugar, hay que evitar que el gel CMC se separe de los laterales de la cubeta experimental durante su colocación lo que generaría una vía preferente para la caída de la capa densa. Se persigue que el desarrollo del proceso de mezcla turbulenta tenga lugar en la zona central de la cubeta de modo que se ha de disminuir al máximo el efecto del contorno de la misma sobre la evolución del fenómeno.

La tercera etapa consiste en la colocación de la capa densa que tiene una altura h'_D y un volumen de 500 cm^3 –se han realizado experimentos con volúmenes superiores obteniéndose el mismo comportamiento dinámico-. Esta capa densa es una disolución salina de cloruro sódico cuya densidad se modifica a voluntad para obtener los diferentes valores del número de Atwood A y está coloreada con 0.1 g de fluoresceína sódica. La capa densa se sitúa en la parte superior de la cubeta experimental y su colocación se realiza por medio de un sistema de cajas móviles cuyos fondos están agujereados de modo alternante (figuras III.5 y III.20). La figura III.19 muestra el montaje de laboratorio correspondiente a esta tercera etapa del procedimiento experimental, observándose el sistema de cajas móviles situado en el interior de la cubeta experimental a una altura H_0 respecto del estrato de gel CMC.

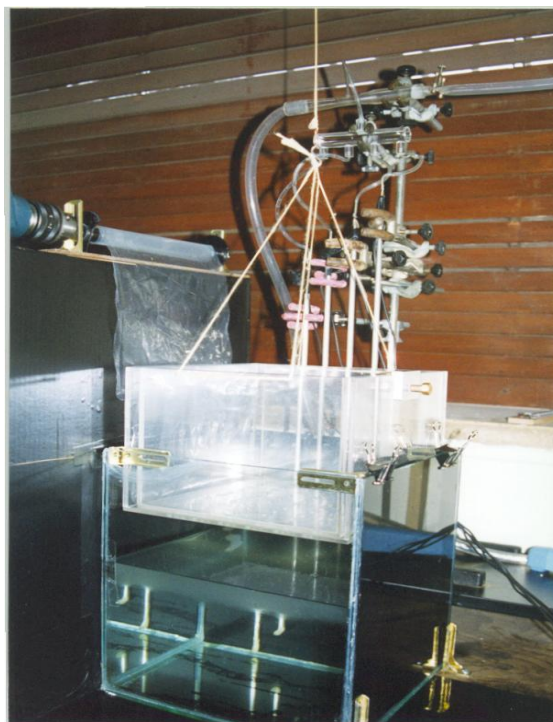


Figura III.19. Estado del montaje de laboratorio correspondiente a la tercera etapa del procedimiento experimental. Se observa en la parte inferior de la cubeta experimental la capa ligera con el estrato de gel CMC encima de ella. A continuación, se ha situado el sistema de cajas móviles con el plástico interpuesto entre sus fondos respectivos. Las cajas se encuentran en la posición cerrada.

La figura III.20 muestra los orificios hechos en los fondos del sistema de cajas móviles observándose su disposición de modo alterno. El espacio existente entre ambos fondos se recubre con una lámina de plástico fino cuya misión es impedir que exista ningún tipo de flujo de la capa densa antes de tiempo. Al iniciarse un experimento esta lámina de plástico es retirada súbitamente con la ayuda de un motor a cuyo eje está unida. En esta figura se muestra la presencia de este plástico mediante una lámina punteada en color gris que se interpone entre dichos fondos.

La figura III.20(a) muestra el sistema de cajas móviles en la posición cerrada, observándose que los orificios de los fondos de las dos cajas no se superponen al no coincidir sus posiciones. Los orificios de la caja superior aparecen en color negro mientras que los de la caja inferior son rojos.

La figura III.20(b) muestra el sistema de cajas móviles en la posición abierta lo que significa que los orificios de los fondos de las dos cajas se superponen y al coincidir sus posiciones se permite la circulación de la capa densa. Una vez que el sistema de cajas móviles está en la posición abierta, se retira la lámina de plástico a una velocidad V_p y la capa densa se deposita sobre el estrato de gel. Sin embargo, esta deposición no es uniforme porque la disolución densa cae antes a través de las filas 1 y 2 que no están cubiertas por el plástico, mientras que las filas 3 y 4 todavía permanecen tapadas como muestra la figura III.20(b). Esta situación se produce porque la retirada del plástico llega a ellas con un cierto desfase temporal debido a la velocidad finita V_p . Según el procedimiento experimental que estamos describiendo, inicialmente, el sistema de cajas móviles se introduce en el interior de la cubeta experimental sin contener a la capa densa y en la denominada *posición cerrada*.

Una vez que la disolución densa ha sido depositada en el interior de las cajas móviles por medio de un receptáculo con grifo (figura III.6), se colocan las cajas en la *posición abierta*. Entonces se retira súbitamente el plástico interpuesto entre los fondos de las cajas y la capa densa cae sobre el estrato de gel CMC.

La presencia de orificios en los fondos del sistema de cajas móviles provoca que la capa densa caiga en forma de chorros en el tramo comprendido entre dicho sistema de cajas y la interfase superior del estrato de gel CMC. Como consecuencia el gel es atravesado de modo localizado en las zonas de impacto. Tras emerger del estrato de gel CMC, la capa densa entra en contacto con la capa ligera generando diversas estructuras fluidas así como el proceso de mezcla turbulenta cuyas descripciones se realizarán en el Capítulo IV.

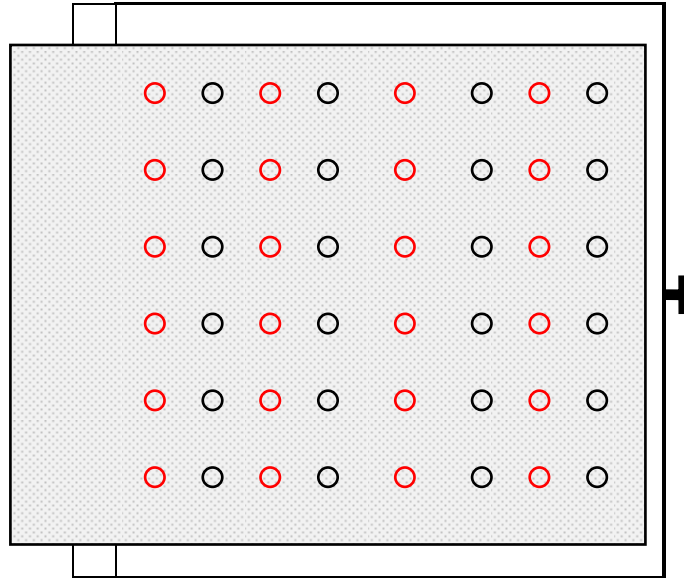


Figura III.20(a). El sistema de cajas móviles se encuentra en la posición cerrada porque los orificios de los fondos de las dos cajas no se superponen al no coincidir sus posiciones. Se observa la presencia del plástico (lámina punteada en color gris) que se interpone entre dichos fondos, lo que permite que no exista flujo alguno de disolución densa. En color negro aparecen los orificios de la caja superior, mientras que en color rojo los de la caja inferior.

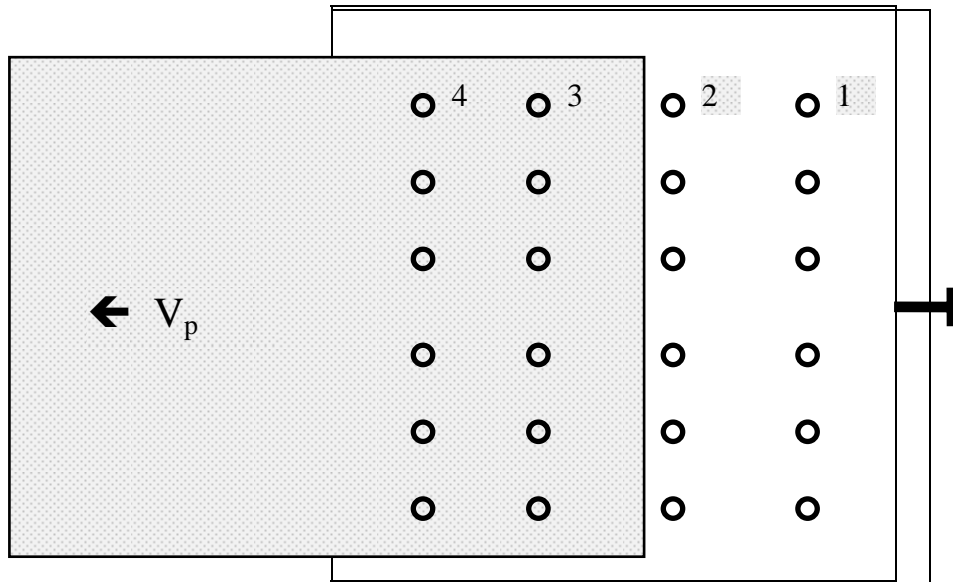


Figura III.20(b). El sistema de cajas móviles se encuentra en la posición abierta, es decir, los orificios de los fondos de las dos cajas se superponen lo que permitirá la circulación de la disolución densa. Una vez en esta situación, comienza la retirada del plástico a la velocidad finita V_p y la caída de la capa densa, pero sólo a través de las filas 1 y 2 no cubiertas por el plástico, mientras que la retirada del plástico llega a las filas 3 y 4 con un cierto desfase temporal, luego la deposición de la disolución densa también.



Figura III.21. El montaje de laboratorio correspondiente a la tercera etapa del procedimiento experimental. Se observa que la capa densa coloreada con fluoresceína sódica está contenida dentro de un receptáculo de vidrio con grifo (1) y se está depositando en el interior del sistema de cajas móviles (2), que están dispuestas en la posición cerrada con la lámina de plástico interpuesta entre sus fondos. Se observa también la cubeta experimental (3) con el sistema fluido parcialmente constituido, así como las sondas de conductividad (4), el conector múltiple (5) y el tubo Venturi (6).

La figura III.21 muestra exclusivamente la parte del montaje experimental correspondiente a la cubeta experimental. Se observa que el modelo de laboratorio anteriormente descrito ha sido parcialmente realizado, dado que aparece la capa ligera en el fondo de la cubeta y el estrato de gel CMC situado encima constituyéndose entre ambos una interfase estable. Sin embargo, se observa que aún no ha sido depositada la capa densa, coloreada con fluoresceína sódica, que aparece contenida en un receptáculo con grifo sostenido en el interior del sistema de cajas móviles, que, a su vez, se sitúan colgadas en el interior de la cubeta experimental gracias al sistema de motor-polea. Por otra parte, esta fotografía permite apreciar la lámina de plástico que está interpuesta entre los fondos de las dos cajas de metacrilato. Se observa cómo este plástico sale del sistema de cajas y se enrolla en un eje que, a su vez, está conectado a un motor. Al conectarse este motor el eje quitará rápidamente la lámina de plástico de su situación inicial ya descrita.

Una de las características destacables del procedimiento experimental es la utilización del sistema de cajas móviles cuyos fondos están agujereados de modo alternante y que usa para la colocación de la capa densa. Se planteó entonces averiguar el posible efecto de este utensilio sobre el desarrollo del fenómeno y con ese objetivo se realizaron pruebas experimentales sin las cajas móviles. Se concluyó

que la presencia de dicho sistema de cajas móviles no influía de forma determinante el desarrollo dinámico del proceso de mezcla turbulenta y que su influencia se reducía a modificar las características iniciales de las estructuras fluidas que se generan cuando la capa densa entra en contacto con la capa ligera después de haber atravesado el estrato de gel CMC (ver capítulo IV).

Por otra parte, también se ha analizado la influencia del volumen de la capa densa V_D , que ha sido siempre de 500 cm^3 para todas las pruebas experimentales consideradas en el presente trabajo. Por ello, se realizaron algunos experimentos doblando e incluso triplicando este volumen como se muestra en la figura III.22. El resultado final que se obtenía era cualitativamente el mismo, siendo las diferencias la mayor altura a la que se eleva el gel CMC y el aumento de volumen de la capa mezclada que se obtienen al final del proceso de mezcla turbulenta.



Figura III.22. El sistema fluido inicial con una capa densa –coloreada con fluoresceína sódica– cuyo volumen (1000 cm^3) es el doble del utilizado normalmente en el resto de los experimentos.

Hasta este punto hemos descrito el procedimiento experimental necesario para la realización práctica del modelo de laboratorio presentado en el apartado III.2.1 y cuyo objetivo final es la disposición del sistema fluido de forma tal que se construya una distribución inestable de densidad. A continuación, se describe el resto del procedimiento experimental cuyo objetivo es la detección y registro de los datos e imágenes asociados al fenómeno de mezcla turbulenta que tiene lugar en la cubeta experimental.

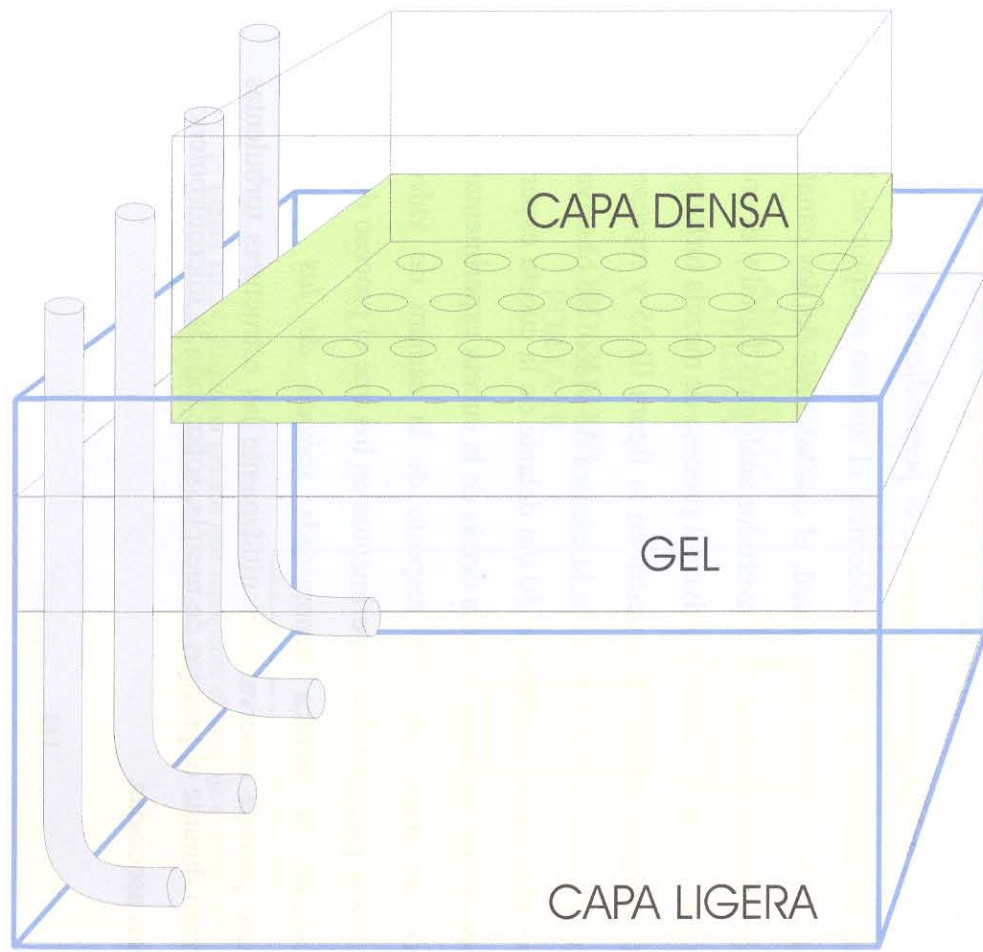
Los instrumentos encargados de la detección de los fenómenos fluidos que se desarrollan durante el proceso de mezcla turbulenta son las cuatro sondas de conductividad. La señal por ellas detectada es suministrada a un conductivímetro

multicanal de cuatro canales, uno por cada sonda para permitir el tratamiento individualizado de la señal que detecta cada sonda. Por otra parte, las sondas de conductividad están conectadas a la red de distribución para que tengan succión simultánea.

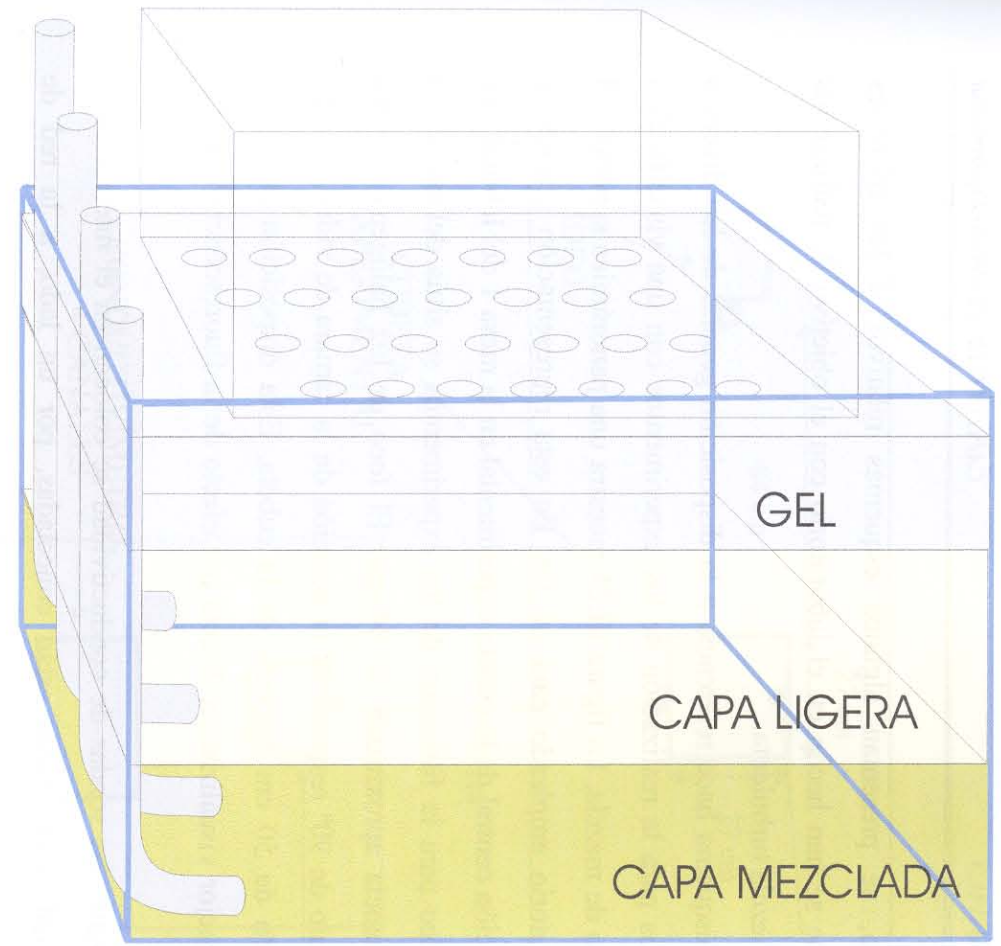
La salida analógica del conductivímetro multicanal es introducida como señal de entrada en el convertidor analógico-digital. Entre ambos aparatos se inserta en paralelo un osciloscopio digital que ejerce la función de un voltímetro para controlar que el valor del potencial de salida no supere los 2.5 voltios, que es el potencial crítico por encima del cual se podría dañar el convertidor. Con vistas a conseguir este objetivo cada uno de los canales del conductivímetro se modificó mediante la introducción de un reductor de tensión (figura III.16) de modo que el potencial de salida que proporciona está comprendido en el rango (0, 2.5) V.

Después de la transformación del potencial de salida de analógico a digital realizada por el convertidor, el potencial digital de salida es registrado por un ordenador portátil y almacenado en archivos en los que se muestra la fecha, la hora, el potencial de salida correspondiente a cada uno de los cuatro canales del conductivímetro, luego de las cuatro sondas de conductividad, y el potencial medido por el osciloscopio que sirve como medida de seguridad y de referencia.

A continuación, se muestra la figura III.23 que esquematiza gráficamente el estado inicial del sistema fluido experimental, caracterizado por presentar una distribución de densidad que es inestable, así como el resultado o estado final del dicho sistema fluido que se obtendrá después del desarrollo del proceso de mezcla turbulenta. El objetivo de este procedimiento es permitir la realización práctica del modelo de laboratorio presentado, en concreto, posibilita la obtención de una distribución inestable de densidad correspondiente al estado inicial del sistema fluido.



(A)



(B)

Figura III.23. Representación esquemática del sistema fluido experimental.

(a) Estado inicial antes del proceso de mezcla. (b) Estado final después del proceso de mezcla turbulenta.

Por último, se presentan algunos esquemas relativos a los montajes experimentales que se han hecho en el laboratorio con el objetivo de realizar los experimentos de mezcla turbulenta.

El primer esquema hace referencia a la disposición general de los diversos aparatos empleados para la realización de los experimentos con una visualización directa del proceso de mezcla. La figura III.24 muestra una panorámica superior del montaje de laboratorio empleado para tal fin. En esta representación gráfica se observa la disposición central de la cubeta experimental en la mesa 1 del laboratorio. La cámara de vídeo para la filmación de los experimentos se sitúa delante de la cubeta a una distancia aproximada de 84 cm. El foco de luz halógena se sitúa formando un ángulo de 90° respecto de la posición de la cámara de vídeo y a una distancia del orden de 50 cm respecto de la cubeta. Esta disposición es la que proporciona una mejor visualización directa por efecto de la fluorescencia inducida por luz.

Por otra parte, las sondas de conductividad se colocan en el interior de la cubeta experimental. Las sondas están conectadas, por un lado, a la red de distribución para la succión simultánea a través de las mismas, y, por otro lado, a los aparatos de medida eléctrica. La mencionada red de distribución no es visible en la figura III.24 y será descrita con detalle en el apartado III.2.4.

La segunda mesa del laboratorio, o mesa 2, es perpendicular a la primera y en ella se sitúan todos los aparatos de medida eléctrica: el aparato receptor de la señal eléctrica que es el conductivímetro multicanal, el osciloscopio de dos canales para controlar el valor de la señal eléctrica, el convertidor analógico digital y el ordenador portátil que recibe y almacena los datos relativos al proceso de mezcla turbulenta.

El segundo esquema general se muestra en la figura III.25 y representa una modificación en la disposición del foco y de la cámara de vídeo. Se observa que la cámara de vídeo se sitúa aproximadamente 50 cm delante de la cubeta experimental mientras que el foco de luz halógena se sitúa detrás de la cubeta experimental a unos 100 cm, formando un ángulo de 180° respecto de la cámara de vídeo. Esta disposición es necesaria para aquellos experimentos en los que el proceso de mezcla se visualiza mediante la técnica denominada *método de las sombras* o “*shadowgraph*” que permite observar más nítidamente las estructuras turbulentas fluidas que se forman durante el proceso de mezcla, sobre todo la microturbulencia, así como sus escalas asociadas.

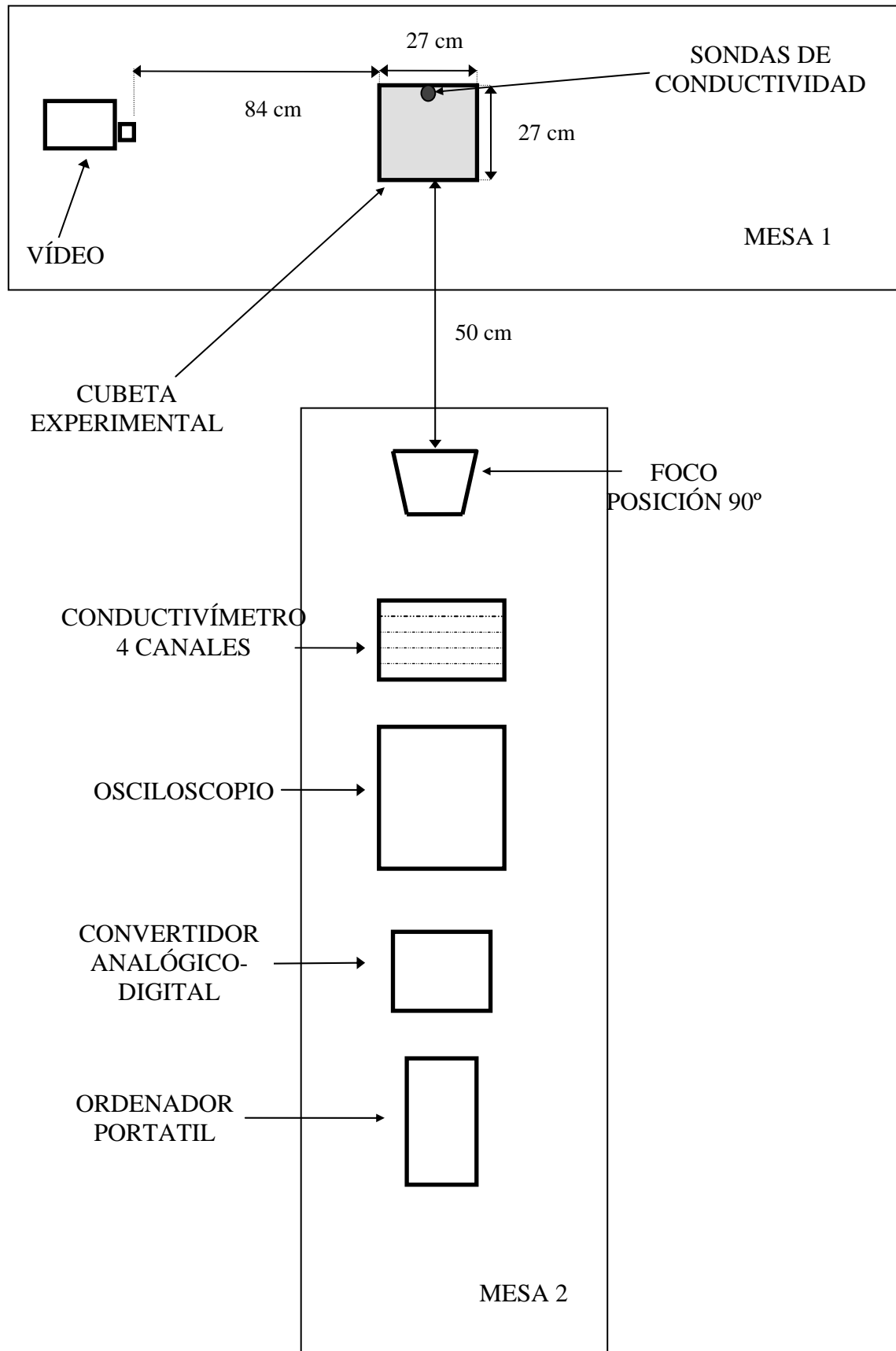


Figura III.24. Esquema gráfico que representa el montaje experimental realizado para la visualización directa de los experimentos de mezcla turbulenta.

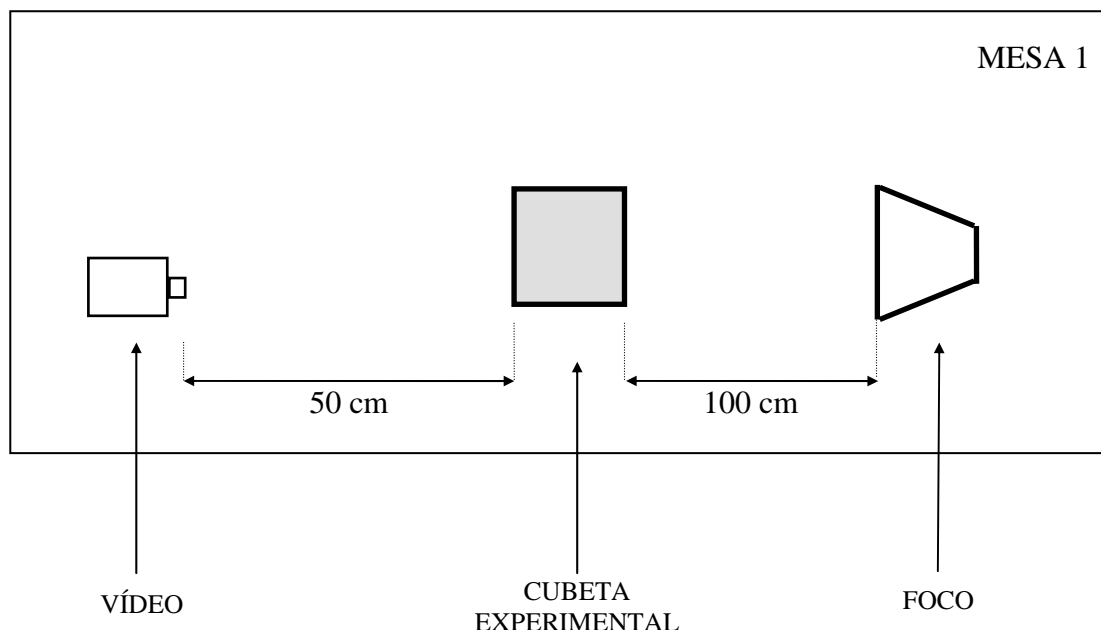


Figura III.25. Esquema gráfico que representa el montaje experimental realizado para la visualización de los experimentos de mezcla turbulenta mediante la técnica de “shadowgraph”.

A continuación se muestra una fotografía que permite ver el montaje experimental completo que se corresponde con el esquema de la figura III.24. Esta fotografía es una panorámica completa en la que pueden observarse todos los aparatos empleados para la realización práctica del modelo de laboratorio, la recepción y la modificación de la señal eléctrica, así como su disposición en las dos mesas de laboratorio que ya hemos descrito.

En la figura III.26 cabe destacar la presencia de un nuevo elemento que no se ha descrito anteriormente. Se trata de un *túnel* de cartón que está recubierto con cartulina negra y se sitúa delante de la cubeta experimental. Uno de los laterales del túnel tiene una abertura del mismo tamaño que la cara frontal de la cubeta experimental en la que se encaja y por la que se va a realizar la filmación de los experimentos. Los objetivos por los que se utiliza este túnel son, en primer lugar, poder enfocar adecuadamente la cubeta experimental, de modo que tanto en la filmación como en las fotografías no aparezcan objetos ajenos al experimento en sí. En segundo lugar, se intenta conseguir que el ambiente luminoso que rodea a la cubeta experimental sea lo más oscuro posible, y que toda la luz que reciba sea exclusivamente la del foco halógeno.



Figura III.26. Panorámica completa del montaje experimental. Se observan los aparatos empleados para la realización práctica del modelo de laboratorio, la recepción y modificación de la señal eléctrica, así como su disposición en las dos mesas de laboratorio.

III.2.4 LA RED DE DISTRIBUCIÓN PARA LA SUCCIÓN DE LAS SONDAS DE CONDUCTIVIDAD

El correcto funcionamiento de las sondas de conductividad necesita realizar una succión continua del fluido con el que están en contacto y cuya variación de conductividad se desea detectar. Por ello, se diseñó una red de distribución para la succión simultánea de las cuatro sondas de conductividad y que se construyó en los Talleres de Apoyo a la Investigación de la U.C.M.

Este apartado y los siguientes describen la utilidad y las características de la denominada red de distribución para la succión de las sondas, que está compuesta por los siguientes elementos: un vaso regulador del flujo desmontable que suministra un caudal de salida aproximadamente constante e independiente de las fluctuaciones del caudal del grifo que lo alimenta (figura III.13); un tubo venturi que actúa como una pequeña bomba de succión (figura III.11) y un conector múltiple que permite la conexión simultánea de las cuatro sondas a un mismo venturímetro (figura III.12).

La fotografía de la figura III.27 se corresponde con el esquema gráfico de la red de distribución para la succión de las sondas de conductividad que se muestra en la figura III.28.



Figura III.27. Fotografía de la red de distribución para la succión de las sondas de conductividad que está compuesta por un vaso regulador del flujo (1), un tubo venturi (2) y un conector múltiple (3).

III.2.4.1 EL TUBO VENTURI

El tubo venturi o venturímetro es un instrumento utilizado para medir con gran precisión y pocas pérdidas el caudal instantáneo de un flujo que atraviesa un conducto cerrado. Este aparato es un caudalímetro de constricción y de área de paso constante¹ que posee dos partes: un elemento deprimógeno que produce una caída de presión y un manómetro diferencial que la mide porque el caudal del flujo que atraviesa el manómetro es proporcional al cuadrado de dicha caída de presión (White, 1979). En el caso concreto del procedimiento experimental presentado no interesa la utilización del tubo venturi como medidor de caudales, sino su función como elemento deprimógeno exclusivamente. La presencia del venturi viene motivada por la necesidad de realizar una succión de fluido a través de las sondas de conductividad que son las encargadas de detectar las variaciones de conductividad eléctrica producidas durante el proceso de mezcla turbulenta entre los fluidos experimentales. El motivo fundamental por el que es preciso dicha succión es que el fluido a medir se ha de renovar de modo continuo en el interior de las sondas de conductividad evitando así la formación de una capa de estancamiento cuya presencia desvirtuaría las medidas experimentales que no corresponderían al fenómeno real que acontece en la cubeta experimental (Redondo, 1987). El hecho de que el tubo venturi genere diferencias de presión permite que se realice dicha succión a través de las sondas. Para lograr este objetivo, se perfora un pequeño orificio de diámetro 4 mm en la zona del tubo venturi donde se produce la caída de presión (figura III.11). Este orificio se conecta a un pequeño tubo de plástico flexible que se une por el extremo opuesto a la salida del conector múltiple que, a su vez, posee cuatro entradas correspondientes a cada una de las sondas de conductividad (figuras III.14, III.15 y III.28). El tubo venturi empleado en los experimentos es de metacrilato, de sección circular y se muestra en la figura III.29. Primero, aparece una parte cilíndrica con un diámetro adecuado al de la tubería a la cual se acopla el tubo venturi. Segundo, se tiene una parte cónica convergente o cono de entrada, que termina en un estrechamiento de sección mínima que genera la caída de presión. En esta garganta se sitúa el orificio de conexión al conector múltiple.

¹ Es un instrumento de constricción porque produce un estrechamiento del flujo fluido provocado por una restricción o disminución del área de paso del mismo que genera una disminución de la presión. Además, el área del estrechamiento permanece constante.

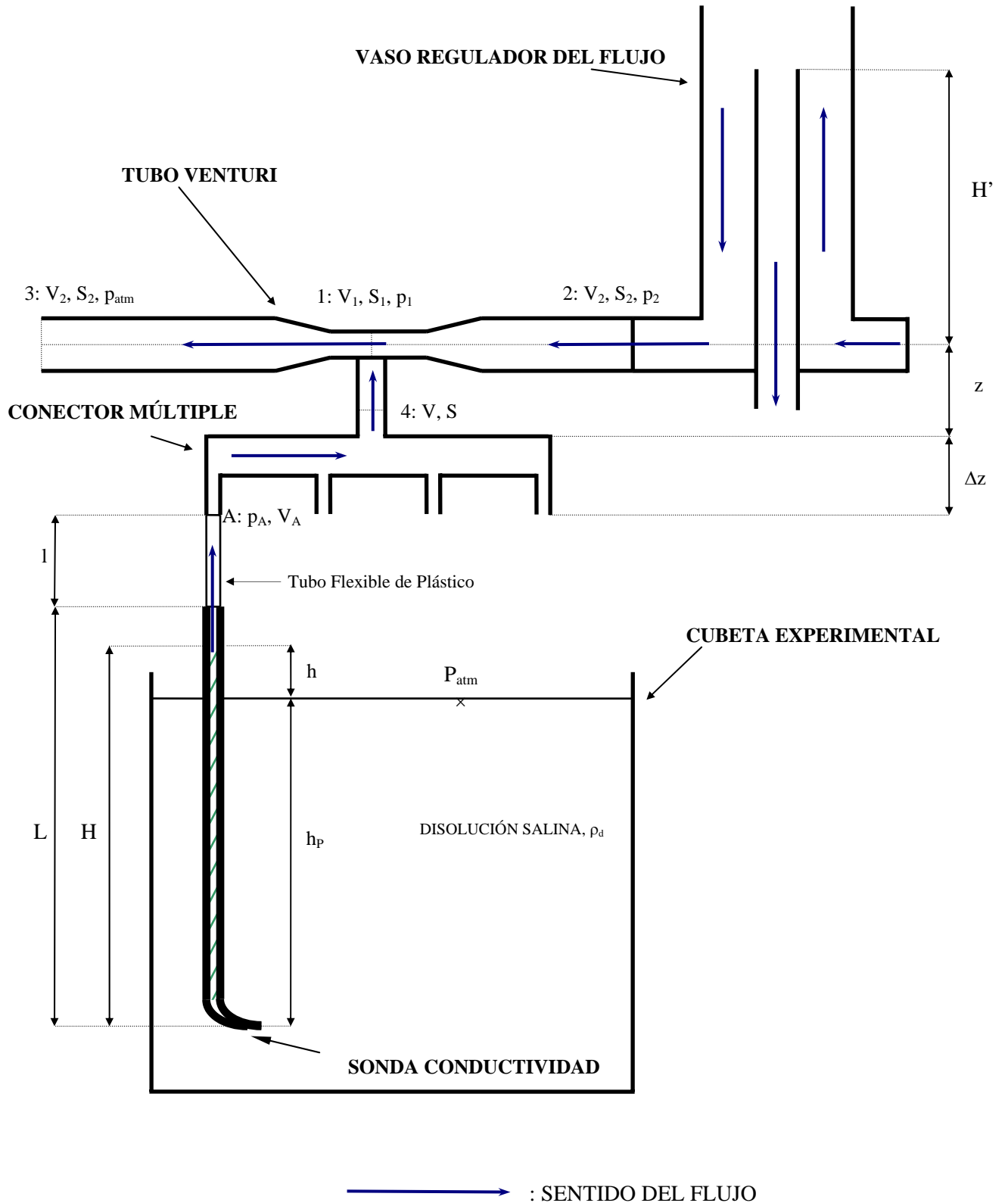


Figura III.28. Esquema gráfico de la red de distribución para la succión de las sondas de conductividad compuesta por el vaso regulador del flujo, el tubo venturi y el conector múltiple. El significado de la notación es el siguiente: L , longitud total de la sonda de conductividad; h_p , profundidad de la punta de la sonda de conductividad; h , altura alcanzada por la disolución salina respecto de su superficie libre; H , altura total alcanzada por la disolución salina; l , longitud del tubo flexible de plástico; z , posición del conector múltiple respecto del tubo venturi; Δz , anchura del conector múltiple y H' altura del vaso regulador del flujo.

Posteriormente, aparece una parte cónica divergente o cono de salida que termina en un pequeño tramo cilíndrico de diámetro adecuado al de la tubería en la que desemboca el venturímetro¹. En general, un venturímetro puede diseñarse según diversas relaciones entre la sección de la tubería y la de la constricción o garganta. Sin embargo, existen ciertas normas para su construcción que permiten obtener un tubo venturi estándar en el que las pérdidas de energía son mínimas. En el presente montaje experimental se ha intentado reproducir lo más fielmente posible las dimensiones correspondientes a un venturímetro normalizado (figura III.29).

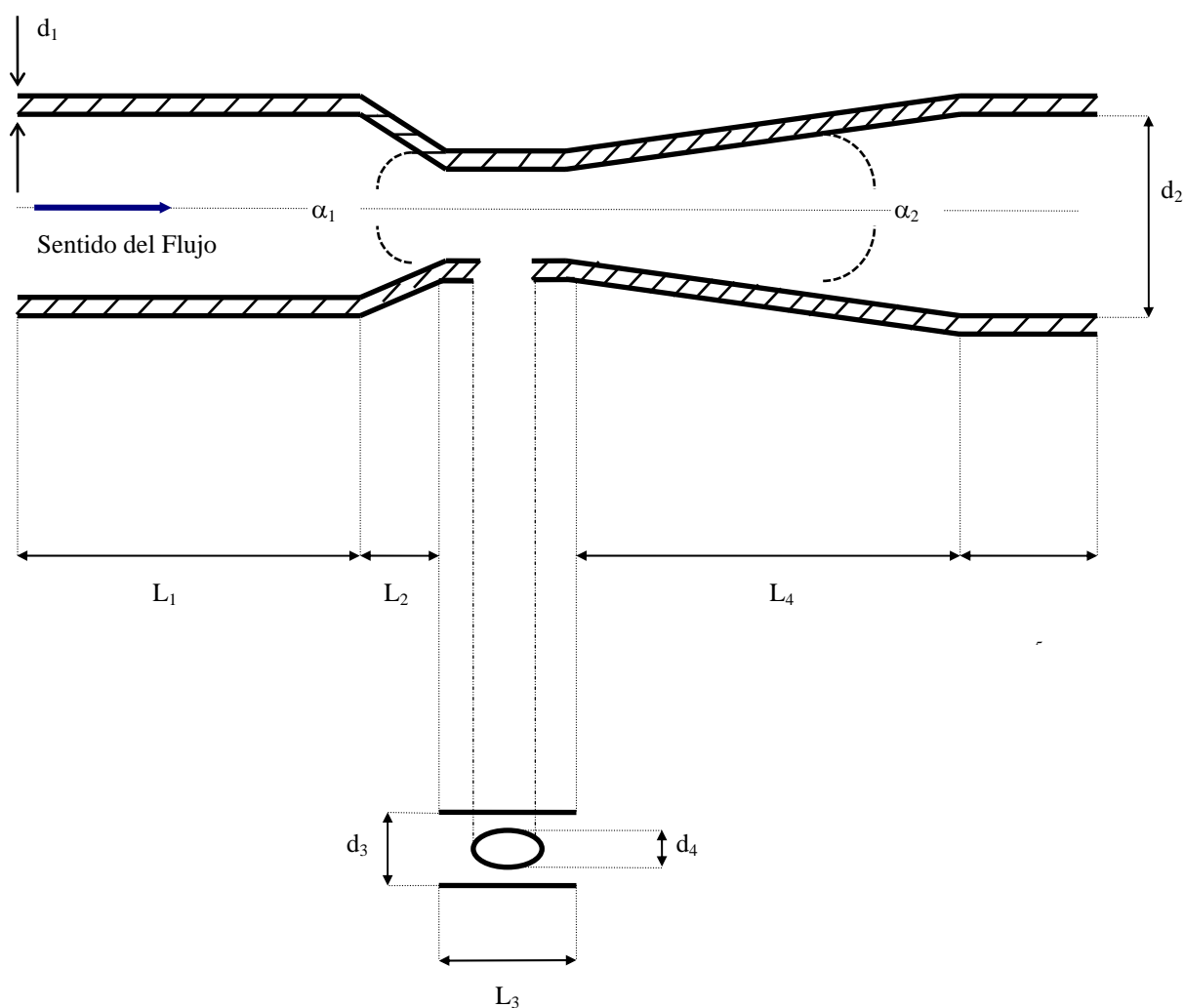


Figura III.29. Esquema gráfico del tubo venturi en el que se observa su estructura: cono convergente, estrechamiento o “garganta” y cono divergente. Las dimensiones empleadas en su construcción son las siguientes: $L_1=60$ mm, $L_2=20$ mm, $L_3=30$ mm, $L_4=47.9$ mm, $L_5=20$ mm, $d_1=3$ mm, $d_2=13.5$ mm, $d_3=6.8$ mm, $d_4=4$ mm, $\alpha_1=19^\circ$ y $\alpha_2=8^\circ$.

¹ Este tubo venturi está precedido de una parte recta de tubería de una longitud del orden de 10 diámetros, lo que asegura que el flujo de entrada en el mismo sea aproximadamente uniforme en el sentido de no estar perturbado por los movimientos turbulentos que se generan por los cambios de sección en la unión entre la tubería y el venturímetro.

El fundamento físico que sustenta el funcionamiento del tubo venturi es que provoca una diferencia o caída de presión porque al disminuir la sección circular en su estrechamiento la velocidad del fluido es mayor que en la tubería precedente y la presión menor (White, 1979). Esto podría demostrarse aplicando la ecuación de Bernoulli entre las secciones 1 y 2 de la figura III.28, que están situadas en el mismo nivel ($z_1 - z_2 = 0$) del tubo venturi, suponiendo que el fluido es incompresible y que se desprecian las pérdidas de energía. Considerando la ecuación de continuidad, se obtiene que la diferencia de presión producida por el tubo venturi tiene la expresión siguiente:

$$(\Delta p)_{\text{VENTURI}} = (p_1 - p_2) = \frac{\rho_a}{2} V_1^2 \left[\left(\frac{r_1}{r_2} \right)^4 - 1 \right] \quad (3.2)$$

donde ρ_a es la densidad del agua del grifo con la que está alimentado el tubo venturi, V_1 es la velocidad teórica y r_1 es el radio en la sección 1 y r_2 el radio de la sección 2 de dicho tubo. Dado que se cumple que $r_2 > r_1$, esto implica que la diferencia de presión entre los puntos 1 y 2, $(\Delta p)_{\text{VENTURI}}$, es negativa, es decir, la presión en el estrechamiento es menor que en el resto del venturímetro en consonancia con una caída de presión.

La velocidad de succión, expresada en la forma de caudal de succión, es una magnitud fundamental en el desarrollo de las pruebas experimentales. Por una parte, es uno de los datos que es necesario aportar en el calibrado del conductivímetro multicanal (apartado III.3.2.3). Por otra, controla la succión de las disoluciones salinas que intervienen en el proceso de mezcla turbulenta y que es realizada por las cuatro sondas de conductividad. Esta succión ha de ser aproximadamente igual para las cuatro sondas y juega un papel importante al evitar la formación de una capa de estancamiento en el interior de las sondas, posibilitando la detección correcta del proceso de mezcla (Redondo, 1987). Por ello, es necesario caracterizar dicha succión mediante la obtención de su caudal $Q_{\text{succión}}$. El procedimiento experimental para calcular el caudal de succión $Q_{\text{succión}}$ se esquematiza en la figura III.30. El método consiste en la medida directa con un cronómetro del tiempo $t_{\text{succión}}$ que tarda en succionarse un volumen $V_{\text{succión}}$ de 20 ml¹ de un fluido contenido en una bureta a

¹ El volumen succionado no es exactamente 20 ml, sino algo inferior (19.460 ml) debido al volumen fluido desplazado por la sonda de conductividad introducida en la bureta. Este último valor es el que se ha considerado en los cálculos para la obtención del caudal de succión.

temperatura ambiente. Tras cada medida experimental se repone un volumen fluido idéntico al succionado de modo que la superficie libre esté siempre en el mismo nivel, es decir, las condiciones de medida son siempre las mismas. Por tanto, el caudal de succión tendrá la expresión siguiente:

$$Q_{succión} = \frac{V_{succión}}{t_{succión}} \quad (3.3)$$

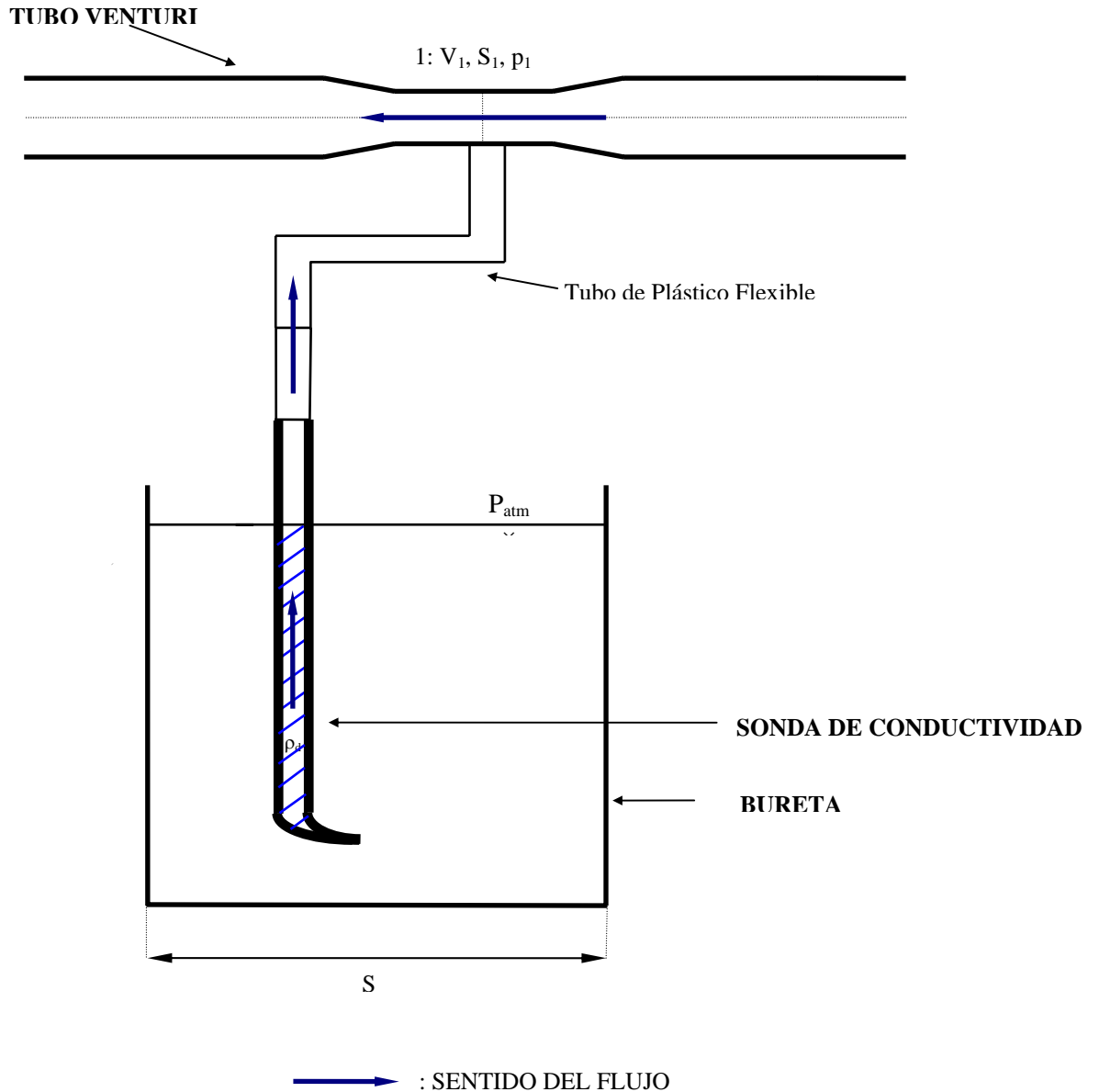


Figura III.30. Detalle del montaje experimental utilizado para la obtención del caudal de succión individual de cada una de las sondas de conductividad por succión que se conectan directamente al tubo venturi. Se tiene que S es el área de la sección de la bureta, ρ_a es la densidad de fluido utilizado, P_{atm} es la presión atmosférica, V_1 es la velocidad, p es la presión y S es la sección en la garganta del tubo Venturi.

En el interior de la bureta se introduce una sonda de conductividad que se une directamente mediante un tubo de plástico flexible al venturímetro -que está conectado al vaso regulador del flujo que es alimentado con agua proveniente de un grifo- y, por tanto, no se ha utilizado el conector múltiple. Esto implica que mediante este método experimental se obtiene el caudal de succión individual correspondiente a cada una de las sondas y, de hecho, el procedimiento descrito se ha utilizado por separado con cada una de las cuatro sondas de conductividad. Por tanto, no se ha analizado la succión simultánea de las mismas (apartado III.2.4.2) sino la succión individual.

Otra característica de este montaje experimental es la existencia de dos distribuciones en los elementos que constituyen el vaso regulador del flujo (apartado III.2.4.3) que, teóricamente, proporcionan dos velocidades de salida del mismo diferentes, luego dos velocidades de succión. La distribución denominada como mitad se caracteriza por una altura efectiva H' de 16 cm, mientras que en la distribución denominada doble o completa dicha altura efectiva es de 25 cm. Como resultado del análisis de los datos experimentales obtenidos, se concluye que las diferencias en la velocidad de succión producidas por las dos distribuciones del vaso regulador del flujo no son significativas (tabla III.1).

Con el objetivo de obtener un valor del caudal de succión individual lo más libre posible de errores aleatorios se han tomado 10 series compuestas por 10 medidas experimentales para cada una de las sondas de conductividad y con cada una de las distribuciones del vaso regulador del flujo. Los resultados obtenidos se muestran en la siguiente tabla:

SONDA POSICIÓN VASO REGULADOR FLUJO	SONDA 1		SONDA 2		SONDA 3		SONDA 4	
	<i>MITAD</i>	<i>DOBLE</i>	<i>MITAD</i>	<i>DOBLE</i>	<i>MITAD</i>	<i>DOBLE</i>	<i>MITAD</i>	<i>DOBLE</i>
CAUDAL PROMEDIO SUCCIÓN INDIVIDUAL, $Q_{succión} (cm^3/s)$	0'17±0.02	0.16±0.01	0'18±0.03	0.17±0.02	0'17±0.01	0.18±0.04	0'17±0.02	0.16±0.01
TEMPERATURA MEDIA FLUIDO, $T \pm 0.1 (°C)$	27'2	25.5	25'5	25.5	27'2	27.2	27'2	25.5

Tabla III.1. Valores del caudal de succión individual promedio $Q_{succión}$ correspondientes a cada una de las sondas de conductividad succionando individualmente bajo las dos distribuciones del vaso regulador del flujo.

En general, el caudal de succión no ha de ser excesivamente pequeño porque entonces la velocidad del fluido succionado sería baja y podría producirse un estancamiento del mismo en la punta de la sonda desvirtuando así las medidas del proceso de mezcla. Pero tampoco puede ser muy alto porque entonces la velocidad sería lo suficientemente grande como para que se succionara fluido de una zona lejana a la punta de la sonda, que es el lugar en el que se realizan las medidas de conductividad. En concreto, para caudales mayores que 50 ml/mnt comienza la succión de fluido de zonas no cercanas a la punta de la sonda alterándose las medidas de densidad (Redondo, 1987).

Los valores del caudal de succión $Q_{succión}$ obtenidos en el desarrollo del presente trabajo son del orden de 10.30 ml/mnt. La velocidad de succión correspondiente a otros trabajos experimentales en los que también se emplean sondas de conductividad por succión está comprendida en el intervalo (10, 40) ml/minuto (Yagüe, 1992; Redondo, 1987) dentro del cual nos situamos. No obstante, el caudal de succión empleado en las pruebas experimentales que sustentan el presente trabajo resulta ser un poco pequeño, siendo cercano al límite inferior del intervalo de valores anteriormente mencionado. Sin embargo, no hemos observado ninguna alteración en las medidas experimentales por ello. La configuración de la red de distribución para la succión de las sondas de conductividad y, más concretamente, la geometría del tubo venturi no son modificables motivo por el que no hemos podido variar dicho caudal de succión.

III.2.4.2 EL CONECTOR MÚLTIPLE

El análisis del proceso de mezcla por turbulencia necesita detectar la variación de la concentración salina, luego de la conductividad y de la densidad, que se lleva a cabo por cuatro sondas de conductividad. Resulta imprescindible que todas las sondas realicen la succión simultáneamente y con una velocidad de succión aproximadamente igual. Por ello, es necesaria la utilización de un instrumento intermedio, que es el conector múltiple, que permite la conexión simultánea de las cuatro sondas de conductividad al mismo tubo venturi, que es el encargado de provocar la succión. Este es el objetivo que cumple el conector múltiple (figura III.12) que está construido en metacrilato, tiene sección circular y sus dimensiones se muestran en la figura III.31.

El diseño horizontal de este instrumento, como muestra la figura III.31, se debe a que el conector múltiple ha de tener una geometría tal que no introduzca diferencias de presión entre las sondas a él conectadas cuyas entradas han de estar a la misma presión en cada instante para que la succión sea idéntica, además de simultánea.

El apartado III.2.4.1, que describe el tubo venturi, pone de manifiesto la importancia de la velocidad de succión que caracteriza la succión que realizan las cuatro sondas de conductividad y así evitar la formación de una capa de estancamiento en el interior de las mismas, posibilitando la detección correcta del proceso de mezcla.

Por ello, es necesario caracterizar a nivel experimental esta velocidad de succión expresada en la forma de caudal de succión mediante la realización del montaje de laboratorio que se esquematiza en la figura III.32. El procedimiento es semejante al realizado para obtener el caudal de succión individual de cada sonda de conductividad (apartado III.2.4.1), pero se diferencia en la utilización simultánea de las cuatro sondas que están conectadas al tubo venturi mediante el conector múltiple. Por tanto, este montaje experimental permite determinar el caudal de succión simultáneo de las cuatro sondas cuya media aritmética proporciona el valor del caudal de succión de cada sonda más cercano a la realidad.

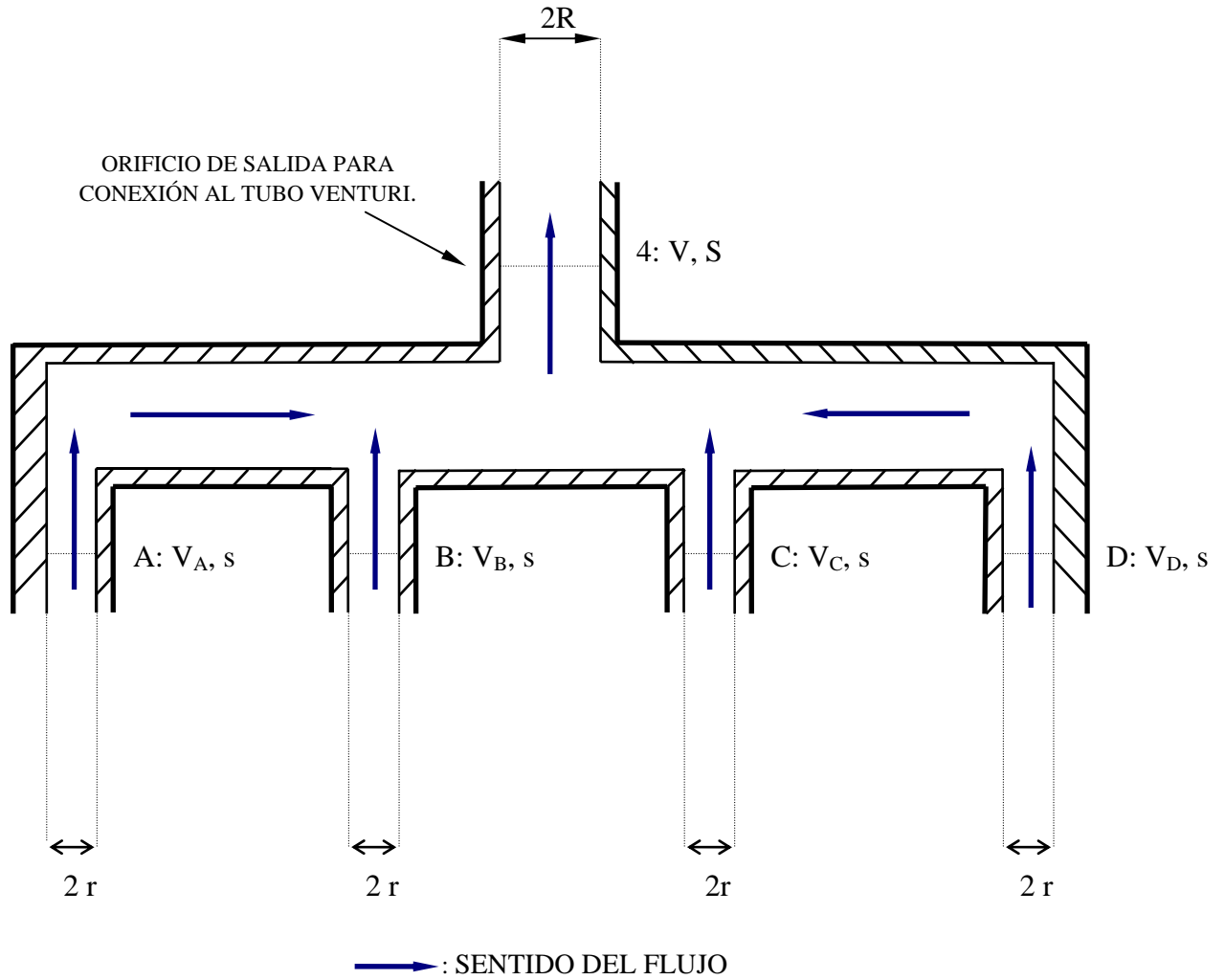


Figura III.31 Características geométricas del conector múltiple para cuatro sondas de conductividad (vista frontal). La notación es la siguiente: R es el radio del orificio de salida del conector (2 mm); r es el radio de los orificios de entrada al conector (1 mm); S , área de la sección del orificio de salida y s , área de la sección de los orificios de entrada; $V_A = V_B = V_C = V_D = V$ es la velocidad del flujo fluido en el interior del conector. El espesor del metacrilato del orificio de salida es de 4 mm y el de los orificios de entrada 8 mm. La longitud total del conector es de 114 mm y la separación entre los orificios de entrada es de 30 mm. La altura del orificio de salida y la de los orificios de entrada es de 15 mm.

El método consiste en la medida directa del tiempo $t_{succión}$ que tarda en succionarse un volumen de 200 ml de un fluido contenido en un recipiente con reposición de volumen fluido succionado después de cada medida. El caudal de succión simultáneo tendrá la expresión siguiente:

$$Q_{succión} = \frac{V_{succión}}{t_{succión}} \quad (3.4)$$

El fluido experimental utilizado es agua a temperatura ambiente que está contenida en un vaso de precipitados de 2000 ml. En el interior de este vaso se introducen las cuatro sondas de conductividad que se unen mediante un conjunto de tubos de plástico flexible al conector múltiple. El conector se une al venturímetro que es alimentado por el vaso regulador del flujo con agua proveniente de un grifo. Por último, este procedimiento experimental se ha empleado exclusivamente con la distribución completa del vaso regulador del flujo, caracterizada por una altura efectiva H' de 25 cm. Esta elección se sustenta en los resultados obtenidos en el apartado III.2.4.1 en el que se concluía que las diferencias en la velocidad de succión producidas por las dos distribuciones del vaso regulador no eran significativas. Se opta por la distribución completa porque teóricamente proporciona una mayor velocidad de salida del vaso regulador, luego una mayor velocidad de succión.

Con el objetivo de obtener un valor del caudal de succión simultánea con menos influencia de los errores aleatorios se han tomado 10 series compuestas de 10 medidas experimentales para el conjunto de las cuatro sondas de conductividad. El caudal promedio para la succión simultánea es del orden de 5.12 ml/mnt. Los resultados obtenidos se muestran en la siguiente tabla:

SONDA	SONDA 1	SONDA 2	SONDA 3	SONDA 4
CAUDAL PROMEDIO SUCCIÓN SIMULTÁNEA, $Q_{succión} (cm^3/s)$	0.09±0.02	0.08±0.01	0.08±0.03	0.09±0.02
TEMPERATURA MEDIA FLUIDO, $T \pm 0.1$ (°C)	27'2	25'5	27'2	27'2

Tabla III.2 Valores del caudal promedio de succión simultánea $Q_{succión}$ correspondientes al conjunto de las cuatro sondas de conductividad funcionando simultáneamente al estar conectadas al mismo tubo venturi mediante el conector múltiple.

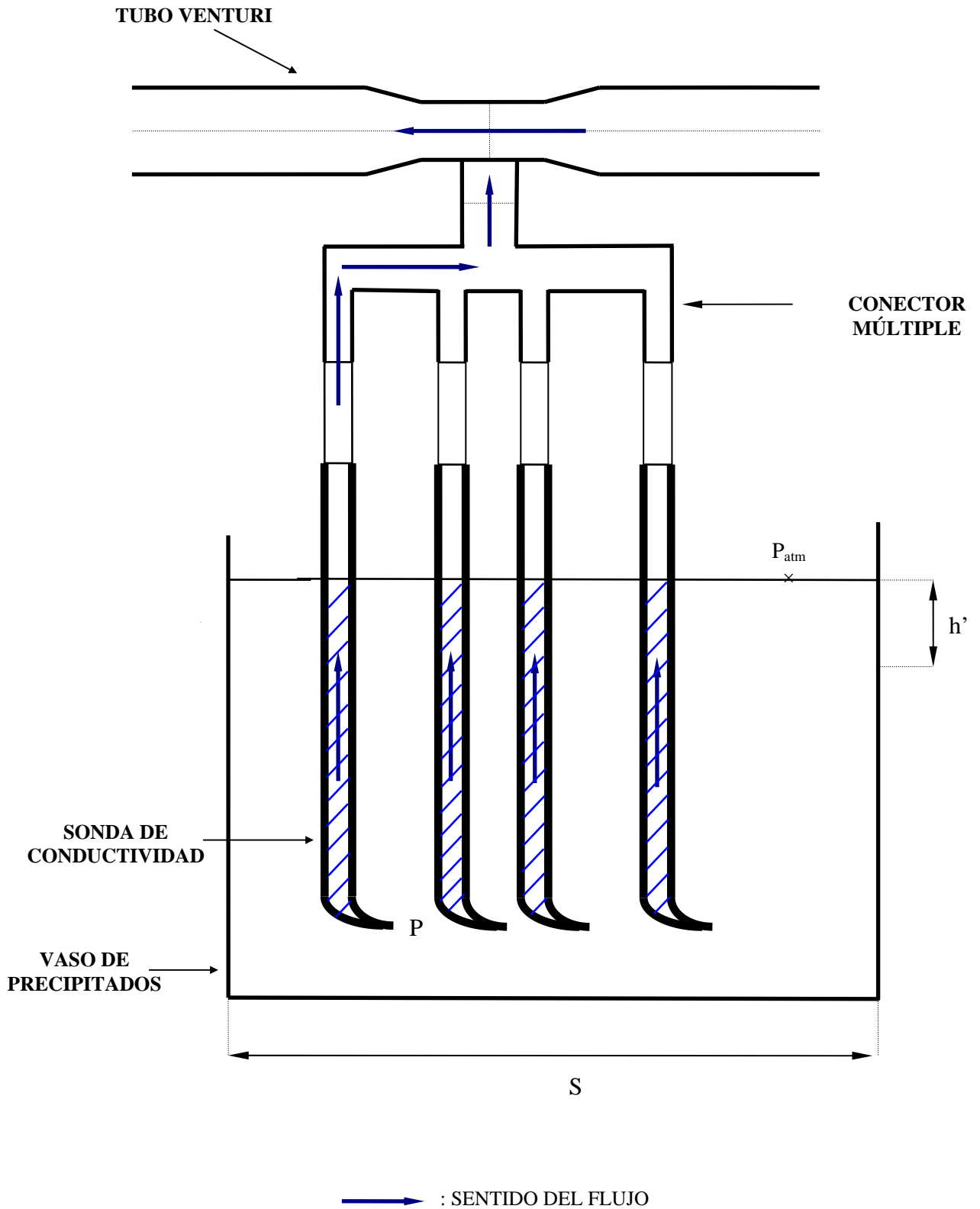


Figura III.32. Esquema gráfico que representa el montaje experimental para la determinación del caudal de succión simultánea para el conjunto de las cuatro sondas de conductividad. Se tiene que S es el área de la sección del vaso de precipitados, h' es la altura que ha descendido la superficie libre del agua en el interior de las sondas tras la succión de un volumen de 200 cm^3 y p_{atm} es la presión atmosférica.

III.2.4.3 EL VASO REGULADOR DEL FLUJO

La presencia de un vaso regulador del flujo viene motivada por la necesidad de controlar las variaciones aleatorias del caudal de agua del grifo con el que debería ser alimentado directamente el tubo venturi si no existiera dicho vaso regulador. La importancia de este control radica en que dichas perturbaciones afectan a la velocidad de succión del tubo venturi si éste se conecta directamente al grifo. Por tanto, este nuevo elemento de la red de distribución tiene como objetivo estabilizar el caudal de agua que entra en el venturímetro, proporcionando un valor aproximadamente constante.

El vaso regulador del flujo utilizado en el montaje experimental ha sido construido en metacrilato de espesor 4 mm y tiene sección circular. Su geometría y dimensiones se muestran en la figura III.33. Este instrumento está constituido por dos cilindros concéntricos de diferentes alturas, abiertos en su parte superior y unidos en la inferior por una base común. El cilindro interior actúa como un desagüe para el excedente de agua contenido en el vaso regulador del flujo y se prolonga más allá del nivel de la base por medio de un pequeño tubo en posición vertical, marcado como 2 en la figura III.33. Respecto al cilindro exterior se prolonga mediante la utilización de otros dos pequeños tubos marcados como 1 y 3 en la figura III.33. El 3 actúa como tubo de alimentación para el vaso regulador del flujo y se conecta por medio de un largo tubo de plástico a un grifo que proporciona el suministro de agua. El tubo 1 constituye el orificio de salida del vaso regulador en el que se determina la velocidad de salida V_{salida} de dicho vaso siendo, además, el punto de unión con el venturímetro al que se conecta por medio de un pequeño tubo horizontal de plástico semirígido.

El vaso regulador del flujo utilizado en el presente montaje experimental tiene una característica innovadora respecto de los vasos estándar. Esta modificación consiste en que tanto el cilindro interno como el externo son desmontables, pudiéndose añadir a los mismos piezas de diferentes longitudes que, teóricamente, proporcionarían distintas velocidades de salida del vaso regulador. Por motivos técnicos, en el presente montaje experimental sólo ha sido posible emplear dos piezas de diferente tamaño (una para cada cilindro). La utilización o no de dichas piezas

proporciona dos distribuciones distintas del vaso regulador del flujo. La presencia o no de estas piezas modifica el valor de la altura efectiva o altura de la capa fluida situada sobre el orificio de salida que determina la velocidad de salida del vaso regulador según la ecuación de Torricelli¹ deducida a partir de la ecuación de Bernoulli. Si dichas piezas no se emplean, tenemos la denominada distribución mitad caracterizada por una altura efectiva H_{vaso} de 16 cm. Si las piezas adicionales se utilizan, tenemos la distribución completa en la que la altura efectiva H_{vaso} es de 25 cm. Dado que la altura efectiva de la segunda respecto de la primera es mayor eso implica que, teóricamente, la distribución completa genera un aumento de la velocidad de salida del vaso regulador del flujo.

A nivel experimental es importante analizar aquellas magnitudes que afectan al caudal de succión producido por el tubo venturi. La velocidad de salida V_{salida} del vaso regulador del flujo es una magnitud importante porque coincide con la velocidad del flujo entrante en el venturímetro, luego su valor condiciona la succión. El objetivo del vaso regulador del flujo es proporcionar una velocidad de salida V_{salida} del mismo aproximadamente estable, cuya expresión teórica pasamos a plantear.

El conducto de salida del vaso regulador del flujo representado por el tubo 1 en la figura III.33 constituye un orificio en pared gruesa. El análisis de los orificios en pared gruesa se basa en el estudio del comportamiento de la vena fluida, que puede ser de dos tipos en función de que exista o no separación de la misma respecto del contorno interno del orificio. Si la velocidad de salida es reducida como podría ser en el caso del vaso regulador del flujo, el movimiento es bastante regular y existe una importante influencia de la viscosidad cuyo efecto es adherir la vena fluida a las paredes internas del orificio. Bajo estas condiciones se puede demostrar que la velocidad de salida del vaso regulador del flujo en la sección contraída σ_c vendría dada por la expresión siguiente (White, 1979):

$$V_{\text{salida}} = 1.3 \sqrt{2gH_{\text{vaso}}} \quad (3.5)$$

Y el caudal de salida a través del orificio real de sección σ de dicho vaso regulador sería:

¹ La relación existente entre la velocidad de descarga a través de un orificio y la altura de la superficie libre del fluido situado sobre él es $V \cong (2gh)^{1/2}$ suponiendo que el flujo es estacionario y sin fricción.

$$Q = C_c \cdot \sigma \cdot V_{salida} = 0'81 \cdot \sigma \cdot \sqrt{2gH_{vaso}} \quad (3.6)$$

donde C_c es el coeficiente de contracción que proporciona la relación existente entre el área de la sección del orificio real σ y la de la sección contraída σ_c . El vaso regulador del flujo utilizado tiene la sección contraída a una distancia de 1.95 cm del mismo con un área de 0.823 cm².

La magnitud característica del vaso regulador del flujo es su velocidad de salida V_{salida} cuya determinación experimental es posible mediante el correspondiente montaje de laboratorio que se esquematiza en la figura III.34.

El procedimiento experimental consiste en la medición con un cronómetro del tiempo $t_{llenado}$ que tarda en llenarse con agua el volumen $V_{llenado}$ de un vaso de precipitados colocado a pie del vaso regulador del flujo. Dicho volumen es de 2000 ml. A partir de estas dos medidas experimentales directas, se deduce la altura h correspondiente al descenso que sufriría el nivel de la superficie libre del agua contenida en el vaso regulador si éste no fuese continuamente alimentado:

$$h = \frac{V_{llenado}}{S_{vaso}} \quad (3.7)$$

donde S_{vaso} representa el área de la sección del vaso regulador cuya expresión es (figura III.34):

$$S_{vaso} = \pi \left[\left(\frac{D}{2} \right)^2 - \left(\frac{d}{2} \right)^2 \right] \quad (3.8)$$

siendo su valor de 18'69 cm².

El conocimiento de la altura h permite calcular la velocidad de descenso del nivel del agua contenida en el vaso regulador del flujo V_{vaso} mediante la expresión:

$$V_{vaso} = \frac{h}{t_{llenado}} \quad (3.9)$$

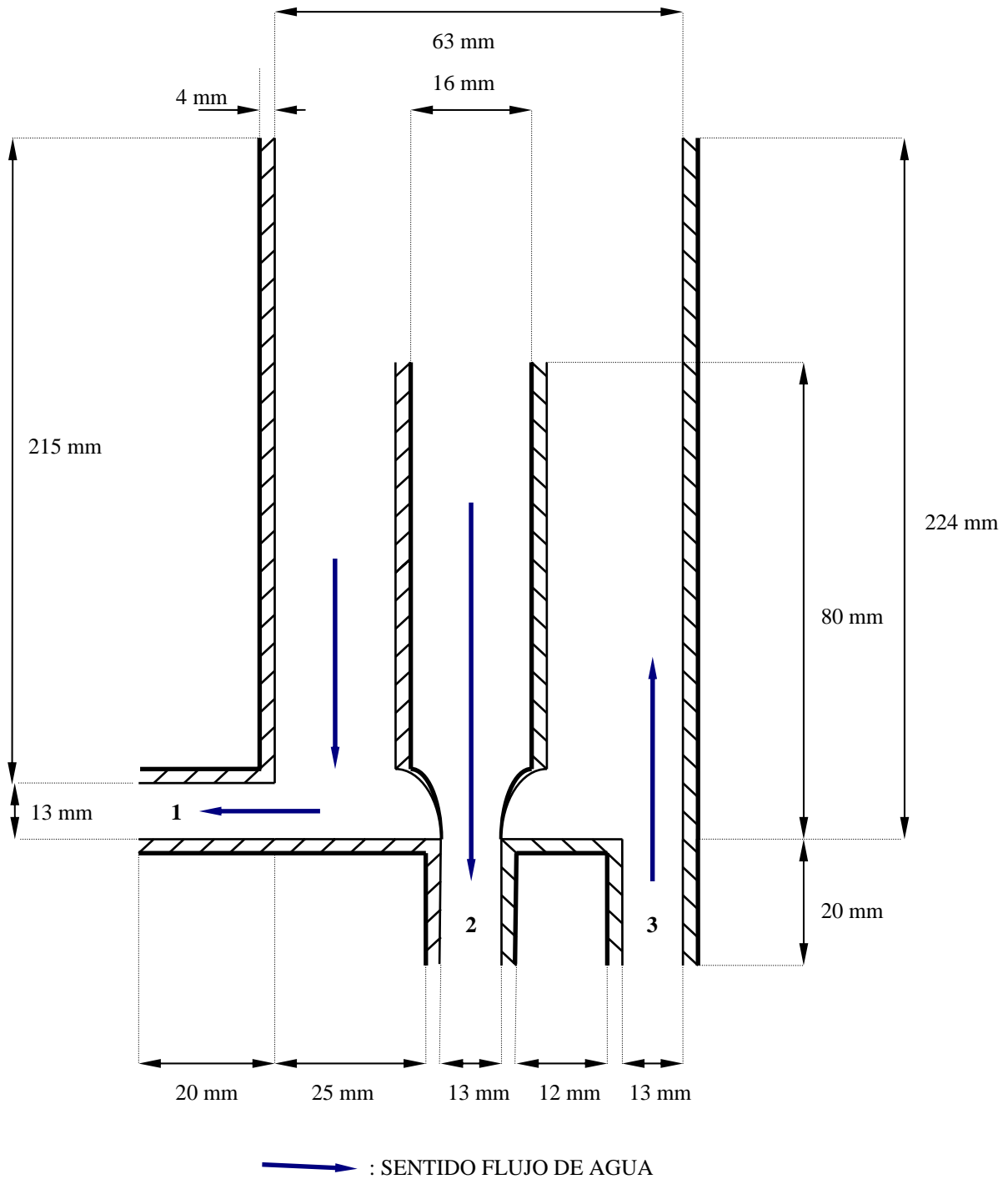


Figura III.33. Características geométricas y dimensiones del vaso regulador del flujo (vista frontal). La notación tiene el siguiente significado 1 es la salida del vaso regulador que sirve de conexión con el tubo venturi 2 es el desagüe y 3 es la entrada al vaso regulador que se conecta a un grifo.

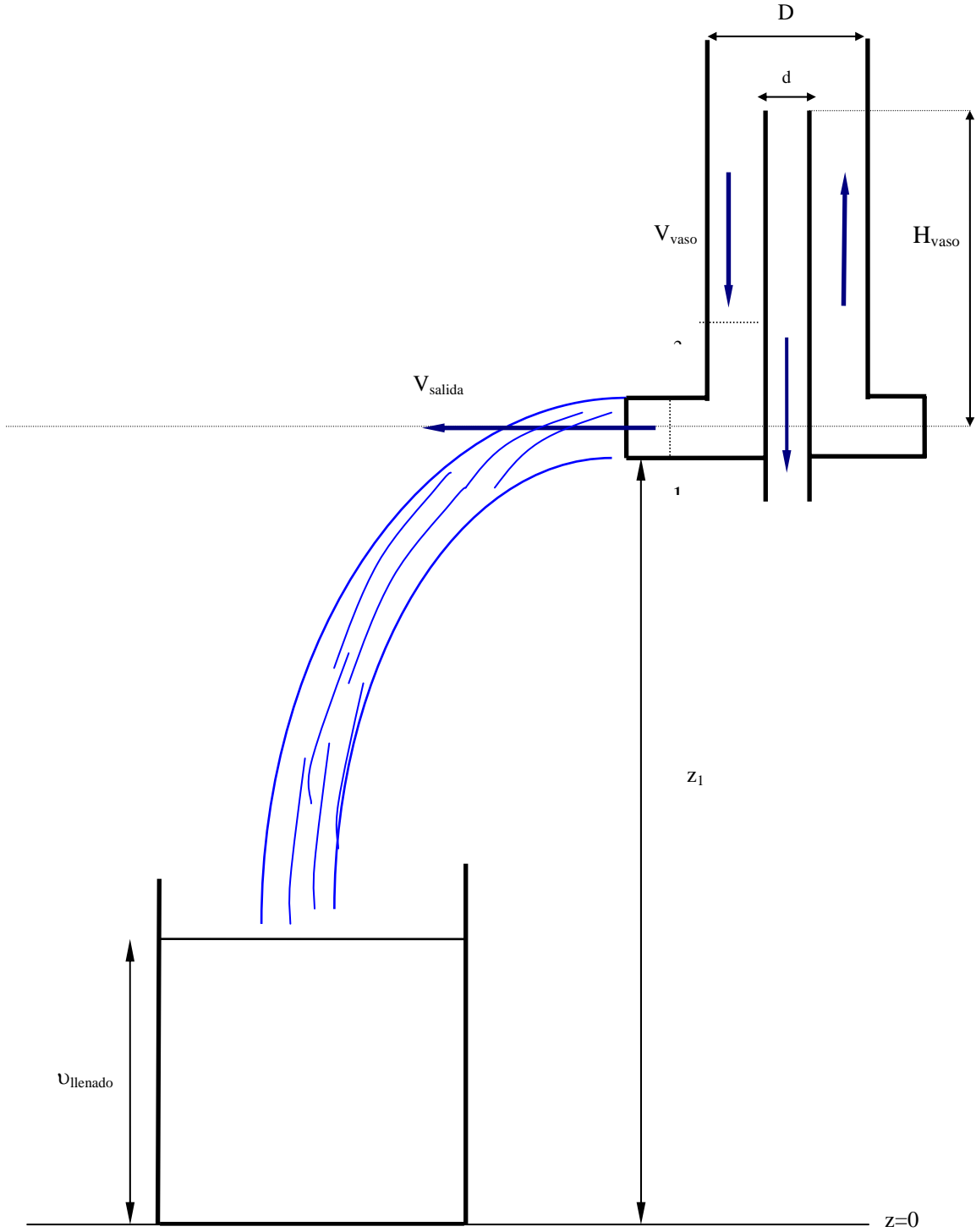


Figura III.34. Esquema gráfico del procedimiento experimental utilizado para la medida directa de la velocidad de salida V_{salida} del vaso regulador del flujo. La notación es la siguiente: V_{llenado} es el volumen llenado en el tiempo t conocido, V_{salida} es la velocidad de salida del vaso regulador del flujo, V_{vaso} es la velocidad de descenso en el vaso regulador, H_{vaso} es la altura efectiva del vaso regulador del flujo y Z_1 es la altura del vaso regulador respecto del nivel de referencia.

Esta velocidad de descenso V_{vaso} es necesaria para la obtención de la velocidad de salida V_{salida} del vaso regulador que se obtiene mediante la aplicación de la ecuación de continuidad entre los puntos 1 y 2 marcados en la figura III.34:

$$V_{\text{vaso}} S_{\text{vaso}} = V_{\text{salida}} S_1 \Rightarrow V_{\text{salida}} = V_{\text{vaso}} \frac{S_{\text{vaso}}}{S_1} \quad (3.10)$$

donde S_1 es el área de la sección correspondiente al orificio de salida del vaso regulador del flujo cuyo diámetro d_1 vale 13 mm. Sustituyendo las expresiones correspondientes a las distintas magnitudes se obtiene que experimentalmente la velocidad de salida del vaso regulador del flujo es:

$$V_{\text{salida}} = \frac{4v_{\text{llenado}}}{t_{\text{llenado}} \pi d_1^2} \quad (3.11)$$

expresada en función de medidas experimentales.

Mediante este procedimiento se han obtenido un conjunto de 20 series experimentales con 10 datos para cada una de las distribuciones del vaso regulador del flujo (mitad y completa). Los resultados obtenidos se muestran en la siguiente tabla:

<i>DISTRIBUCIÓN DEL VASO REGULADOR DEL FLUJO</i>	<i>MITAD</i>	<i>COMPLETA</i>
<i>VELOCIDAD SALIDA PROMEDIO</i> $V_{\text{salida}} \text{ (cm/s)}$	1.23±0.02	1.53±0.04
<i>TEMPERATURA AMBIENTE,</i> $T_{\text{ambiente}} \text{ (}^\circ\text{C)} \pm 0.1$	25.5	26.5

Tabla III.3 Valores de la velocidad de salida promedio V_{salida} del vaso regulador del flujo correspondientes a cada una de las dos distribuciones del mismo.

III.2.5 REOLOGÍA DEL GEL DE SODIOCARBOXIMETIL CELULOSA

El apartado III.2.1 del presente capítulo describe las características distintivas del modelo de laboratorio destacando la presencia de un estrato de gel de sodiocarboximetil celulosa o gel CMC (conocido como goma celulósica) que separa la capa fluida ligera de la capa densa. El gel CMC es un fluido no newtoniano de gran viscosidad, y por lo tanto, es necesario caracterizar sus propiedades reológicas.

La reología estudia la respuesta en forma de deformación o de movimiento de la materia fluida bajo la acción de una fuerza, lo que implica la determinación de su resistencia al flujo representada por la viscosidad. Esta magnitud representa la fricción interna de un fluido consecuencia de los rozamientos internos y de la atracción molecular y que es la responsable de que dicho fluido se resista a fluir. El estudio reológico de un fluido ha de considerar tanto los aspectos dinámicos, representado por la tensión de cizalla, como los cinéticos representados por la velocidad de deformación. Dependiendo de la relación existente entre estos dos factores así será el comportamiento del fluido.

La representación gráfica de la velocidad de deformación en función de la tensión de cizalla se conoce como diagrama reológico y sirve para clasificar los fluidos. Si existe una relación lineal entre la tensión de cizalla aplicada y el ritmo o velocidad de deformación producido entonces el fluido es newtoniano y la viscosidad dinámica μ es una constante independiente del tiempo y de la velocidad de deformación³ (excluyendo la dependencia de la presión y la temperatura). Sin embargo, puede existir una relación no lineal entre la tensión de cizalla y la velocidad de deformación. Entonces el fluido se denomina no newtoniano, en cuyo caso la viscosidad dinámica μ no es constante, sino que es una función del ritmo de deformación. Además, la viscosidad dinámica depende de otros factores, principalmente, de la naturaleza del fluido y de las condiciones experimentales de medida. Por ello, dicha viscosidad dinámica μ no es una viscosidad absoluta como lo

³ Para un fluido newtoniano la representación gráfica de la tensión de cizalla frente a la velocidad de deformación es una recta que pasa por el origen y cuya pendiente es la viscosidad dinámica μ . La mayor parte de los gases y los líquidos simples presentan este comportamiento.

es en el caso de los fluidos newtonianos, sino una viscosidad aparente μ_a . Esto implica que este tipo de fluidos son más difíciles de caracterizar experimentalmente.

Bajo la denominación de fluidos no newtonianos se incluyen diversos comportamientos fluidos caracterizados por la forma en la que la viscosidad varía con el ritmo de cizalla y con el tiempo bajo condiciones de cizallamiento constante. Los fluidos no newtonianos se clasifican en dos grupos según sean o no dependientes del tiempo (Brookfield, 1990).

Los fluidos no newtonianos independientes del tiempo son aquellos en que, como su nombre indica, las propiedades del flujo son independientes del tiempo⁴. Este tipo de comportamiento aparece siempre que la viscosidad aparente es independiente de cualquier proceso de cizalla previo, que se conoce como historia del fluido.

Por otra parte, los fluidos no newtonianos dependientes del tiempo se caracterizan porque las propiedades del flujo son dependientes del tiempo y la viscosidad aparente μ_a depende del proceso previo de cizallamiento o historia del fluido, dependiendo no sólo de la velocidad de deformación sino también del intervalo temporal durante el cual se aplica la tensión de cizalla. Ciertos fluidos no newtonianos dependientes del tiempo se degradan, es decir, se vuelven menos viscosos como resultado de un cizallamiento prolongado, mientras que otros se muestran más viscosos bajo condiciones semejantes. Esto permite clasificar los fluidos no newtonianos dependientes del tiempo en dos grupos: los fluidos tixotrópicos, que presentan una disminución de la viscosidad con el tiempo, y los fluidos reopéticos, en los que la viscosidad aumenta con el tiempo (Brookfield, 1990). El gel CMC utilizado es un fluido no newtoniano con comportamiento tixotrópico.

La caracterización de los fluidos no newtonianos dependientes del tiempo se realiza por medio de dos tipos de pruebas. En el primer tipo, la muestra de fluido se somete a una secuencia de velocidades de cizallamiento crecientes y luego decrecientes hasta regresar al valor inicial. Bajo estas condiciones la representación del ritmo de cizalla en función del esfuerzo cortante produce una especie de ciclo de histéresis con una curva ascendente y otra descendente. Este comportamiento se

⁴ Es decir, la velocidad de deformación en cualquier punto del flujo fluido es función exclusivamente de la tensión de cizalla existente en dicho punto, pero no del tiempo.

produce por la disminución de la viscosidad al aumentar el tiempo de acción de la cizalla. Si el fluido es independiente del tiempo, ambas curvas coinciden mientras que si es dependiente dichas curvas no se superponen. La posición de la rama ascendente respecto de la descendente indica el tipo de fluido: si a la primera le corresponde una mayor viscosidad que a la segunda, el fluido es tixotrópico, y a la inversa, reopéxico. En el segundo tipo de prueba se mantiene una velocidad de deformación constante y se observa la variación del esfuerzo cortante con el tiempo (Brookfield, 1990). La figura III.35 representa cualitativamente el comportamiento de los dos tipos de fluidos no newtonianos dependientes del tiempo descritos por medio de la gráfica de la tensión de cizalla frente al tiempo.

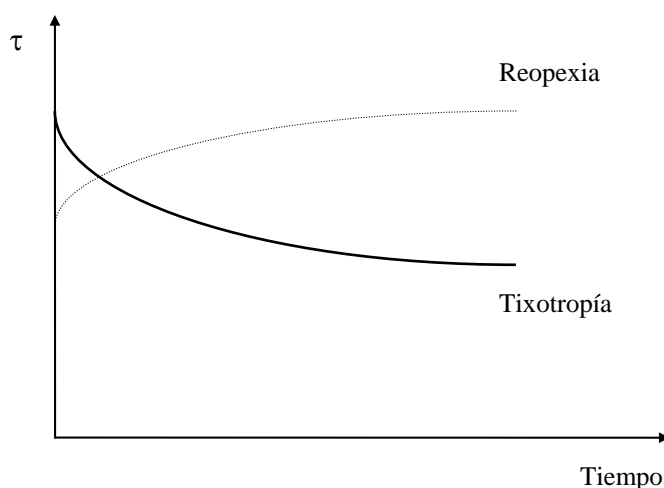


Figura III.35. Comportamiento cualitativo de los dos tipos de fluidos no newtonianos dependientes del tiempo. Los fluidos tixotrópicos se representan por una línea continua y los fluidos reopéxicos por una línea discontinua.

Existen numerosos factores que afectan a las propiedades reológicas de un fluido, entre las que destacan la temperatura, la historia previa y las condiciones de medida. De entre todos ellos, el que más influye sobre el comportamiento reológico de un fluido es la temperatura. La viscosidad disminuye con la temperatura en la mayoría de los fluidos. En el caso de los fluidos no newtonianos dependientes del tiempo, la historia previa es un factor muy influyente, destacando que el método de preparación del fluido y las condiciones de almacenamiento se han de elegir de modo que produzcan un efecto controlado sobre el fluido. Por último, las condiciones experimentales de medida pueden ejercer algún efecto sobre la viscosidad. Entre dichas condiciones destacan el tipo de viscosímetro a usar y sus accesorios, el

método de preparación de la muestra fluida y la homogeneidad de la misma siendo deseable que sea lo más uniforme posible (Brookfield, 1990).

El gel de sodiocarboximetil celulosa es una sal derivada de la celulosa⁵ y está disponible en forma pura, técnica y semirrefinada. En el presente estudio se ha hecho uso de su forma comercial en polvo, luego semirrefinada. Esta sal es soluble en agua tanto fría como caliente, y posee cierto grado de incompatibilidad respecto a las sales de metales pesados⁶. Esto implica que la elección de la disolución salina que constituirá la capa densa que atraviesa el estrato de gel CMC ha de poseer dos características que son la falta de reacción con el gel y la facilidad de penetración a través del estrato de gel CMC. Por ello, se seleccionó la sal de cloruro sódico (NaCl) como más adecuada para constituir la capa densa (por ejemplo, se desechó el uso del sulfato de cobre por su reacción con el gel).

Otro de los motivos de la elección de este gel es que presenta un amplio rango de viscosidades, desde los 10 mPa.s hasta valores superiores a 50000 mPa.s (ASTM Standards, 1989). Sin embargo, el inconveniente de este gel es que existen numerosos factores que influyen sobre su viscosidad dinámica, tales como su composición, el pH de la disolución (la viscosidad de los geles altamente viscosos presenta un máximo para un pH situado entre 6 y 7⁷), la velocidad de deformación, la temperatura (la viscosidad disminuye según aumenta la temperatura), la historia previa, las condiciones de medida o el método de preparación de la muestra, dificultando su determinación experimental.

Las propiedades reológicas de las disoluciones de sodiocarboximetil celulosa dependen de la concentración de ésta sustancia, su uniformidad y el ritmo de cizalla, siendo capaces de presentar comportamientos fluidos muy diferentes, desde los de un fluido newtoniano hasta los de uno tixotrópico. Para cizallas muy pequeñas, estas disoluciones se comportan aproximadamente como un fluido newtoniano. Los geles de moderada a alta viscosidad pueden presentar un comportamiento independiente del tiempo del tipo pseudoplástico, siendo algunos geles sólidos que se vuelven fluidos bajo la acción de una fuerza cizalla, o

⁵ El gel CMC es un polímero basado en un éter de celulosa.

⁶ El gel CMC reacciona y forma precipitados en forma de sales insolubles y complejas con los iones de los metales pesados y los de los elementos de tierra alcalinos, entre otros.

⁷ Si el pH es menor o igual que 4 tiene lugar un aumento significativo de la viscosidad, y por debajo de 2 aparece la insolubilidad. Si el pH es mayor que 10 tiene lugar una ligera disminución de la viscosidad (ASTM Standards, 1989).

dependiente del tiempo del tipo tixotrópico, en función de su estructura interna (ASTM Standards, 1989).

El gel CMC se obtiene preparando una disolución acuosa de sodiocarboximetil celulosa mediante un agitador-dispersor Miralles bajo velocidades comprendidas entre las 1000 r.p.m y las 1500 r.p.m. perteneciente al Departamento de Ingeniería Química de la Facultad de Ciencias Químicas de la U.C.M. y cuya utilización ha sido posible gracias a la colaboración del Dr. D. Julio Tijero. La concentración de esta disolución se determina de forma tal que se obtenga una densidad adecuada a la de la capa ligera y que entre ambas se constituya una interfase estable de densidad (apartado III.2.1).

El procedimiento de obtención del gel consiste en lo siguiente. En un recipiente de acero inoxidable se vierte un volumen de 4 litros de agua y se sitúa en el pie del agitador-dispersor ajustándolo. Se introduce la varilla agitadora hasta casi el fondo del recipiente. Se conecta el agitador-dispersor y se ajusta la velocidad de rotación de la varilla a 1000 r.p.m. El polvo de sodiocarboximetil celulosa se añade muy lentamente porque si es añadido con demasiada rapidez el polvo se aglomera y no es posible su completa disolución. Tras la adición del polvo, se deja que la disolución se mezcle durante 10 minutos. Finalizado este proceso, se obtienen aproximadamente 2 litros de gel CMC en los que, como consecuencia del proceso de agitación y dispersión, existe un gran número de pequeñas burbujas. Dado que uno de los factores que afectan a la viscosidad es la uniformidad de la muestra fluida, es precisa la eliminación de dichas burbujas. Esto se realiza de forma natural dejando reposar el gel CMC un tiempo cuya duración oscila entre los 5 días para los geles poco viscosos y las 2 semanas para los muy viscosos.

Existen numerosas técnicas para medir la viscosidad en función del tipo de fluido. Los principales tipos de viscosímetros son los capilares y los rotacionales. Estos últimos se clasifican en viscosímetros de cilindros coaxiales y de cono-placa⁸. En el caso de los fluidos no newtonianos, como el gel CMC, es preciso determinar la viscosidad para diferentes velocidades de cizalladura por lo que es el viscosímetro más adecuado es el rotacional (Brookfield, 1990).

⁸ Cada uno de estos tipos de viscosímetros rotacionales puede subdividirse en dos grupos según que se construyan considerando el principio Searle o el de Couette. La diferencia radica que en el primero el elemento exterior es fijo y el interior es rotativo, mientras que en el segundo principio ocurre a la inversa. La mayoría de los viscosímetros utilizan el principio de Searle porque es más sencillo su diseño y uso.

Los viscosímetros de rotación someten a la muestra fluida a una tensión tangencial producida por el giro de uno de los elementos del sistema, denominado *spindle* o husillo, originándose una distribución de velocidades. En particular, los viscosímetros rotacionales de cilindros coaxiales someten al fluido, situado en el espacio anular existente entre dos cilindros, a la acción de una tensión de cizalla producida por el giro de uno de los cilindros con una velocidad de rotación constante mientras el otro permanece en reposo. Se produce así un gradiente de velocidad proporcional a la velocidad de giro. El fluido opone una resistencia al cizallamiento que es proporcional a su viscosidad, generando un momento angular en el rotor a partir del cual se determina dicha viscosidad (Brookfield, 1990).

La determinación experimental de la viscosidad dinámica del gel CMC se realiza mediante un viscosímetro rotacional digital Brookfield Modelo DV-II. El principio físico de medida en el que se basa el viscosímetro rotacional Brookfield consiste en determinar el par de torsión necesario para hacer girar el *spindle* sumergido en el fluido. El husillo se mueve por medio de un rotor síncrono al que está conectado mediante un resorte de berilio-cobre (figura III.36). La deflexión de este resorte nos indica el valor del par de torsión preciso para el movimiento del *spindle*. La viscosidad es inversamente proporcional a la velocidad de giro del husillo y la tensión de cizalla está relacionada con el tamaño y la geometría de dicho elemento.

A continuación, se describe escuetamente el procedimiento experimental empleado para la medida de la viscosidad del gel CMC. El proceso de medida se inicia con el calibrado del viscosímetro. Tras la calibración, se selecciona el *spindle* más adecuado para la determinación de la viscosidad. El husillo es de acero inoxidable (serie 300) y tiene una geometría cilíndrica definida. A continuación, se enrosca el husillo en el eje del viscosímetro. Finalmente, se introduce el gel en un recipiente especial adaptado para la medida con pequeñas muestras fluidas, cuyo volumen es de 16 ml, y que se acopla al viscosímetro (figura III.36). Este contenedor de pequeño volumen para la medida de la viscosidad del gel CMC tiene geometría cilíndrica y se sitúa de forma coaxial respecto del husillo (Brookfield, 1990).

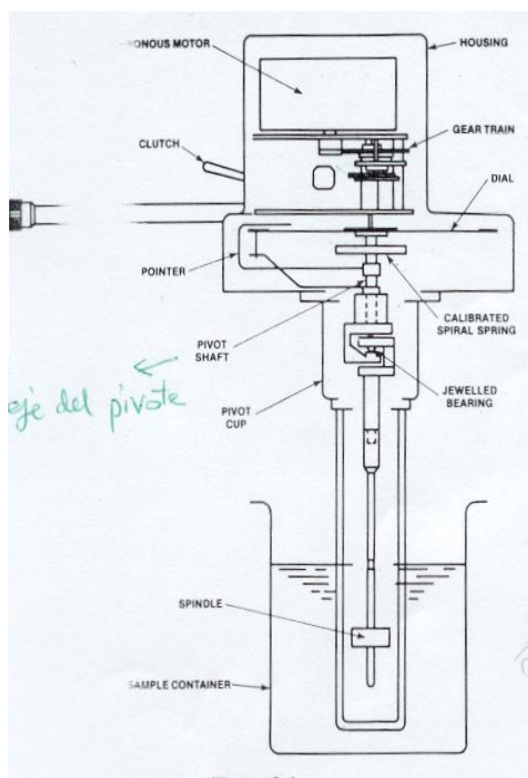


Figura III.36. Estructura interna y componentes del viscosímetro rotacional Brookfield, Modelo DV-II

El proceso de inmersión del *spindle* en la muestra fluida ha de realizarse con mucho cuidado porque este elemento ha de estar en contacto completo con el gel y no se han de producir burbujas de aire. Por ello, el husillo se introduce lentamente inclinado o por un lateral para desplazarlo despacio y horizontalmente hacia el centro. Además, no se ha de modificar la estructura reológica del gel y se ha de evitar el fenómeno de la canalización del fluido.

El viscosímetro Brookfield posee 8 velocidades de rotación para el *spindle* (0.30, 0.60, 1.50, 3.00, 6.00, 12.00, 30.00 y 60.00 r.p.m.) y al ser digital proporciona directamente las medidas de viscosidad dinámica y con un error absoluto de ± 2000 mPa.s. Debido a que los viscosímetros Brookfield operan con pequeñas velocidades de rotación, es poco probable que se produzca turbulencia y, además, cuanto mayor sea la viscosidad como sucede en el caso del gel CMC menor es la probabilidad de aparición de tal régimen fluido. La turbulencia incrementa el valor real de la viscosidad.

El gel se somete a un gradiente de cizalla creciente, que se obtiene aumentando la velocidad de rotación del *spindle* desde su valor más pequeño hasta el máximo permitido. De esta forma, se genera la curva ascendente o “*up curve*” del

ciclo de histéresis. Posteriormente el gel se somete a un gradiente de cizalla decreciente al disminuir la velocidad de rotación hasta el valor inicial, generándose la rama descendente o “*down curve*”. De esta forma, se determina experimentalmente el comportamiento de la viscosidad en función del gradiente de cizalla o velocidad de deformación.

Las figuras III.37 y III.38 representan el comportamiento de la viscosidad dinámica del gel CMC μ_G en función de la cizalla o “*shear rate*” para los dos geles utilizados en los experimentos.

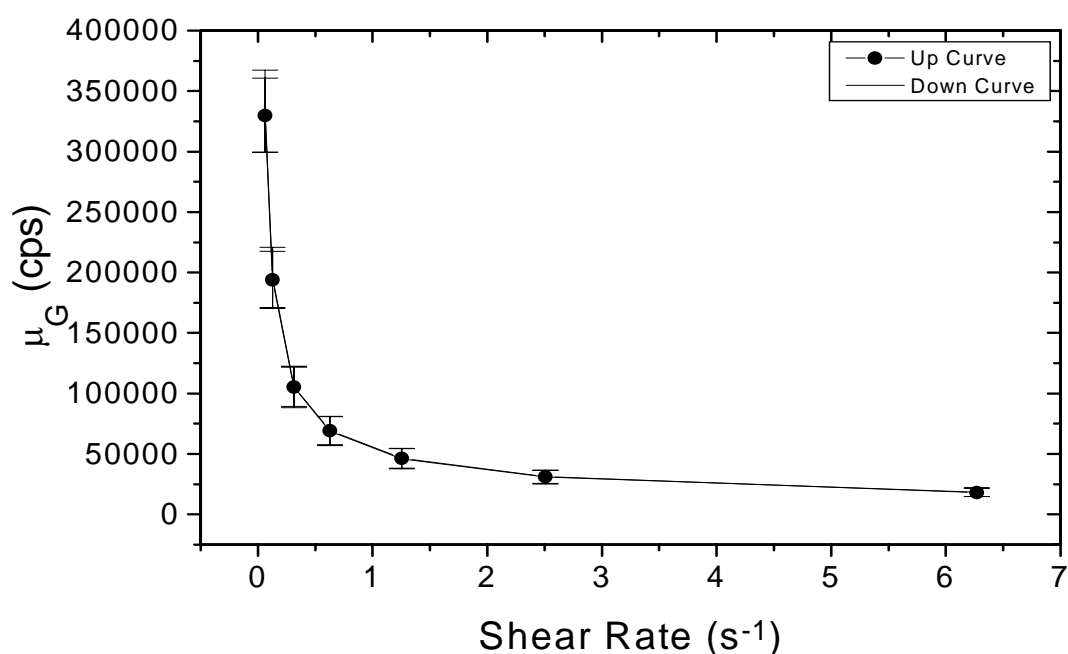


Figura III.37. Comportamiento tixotrópico del gel de sodiocarboximetil celulosa. Evolución de la viscosidad del gel μ_G en función del gradiente de cizalla o “*shear rate*” para el gel menos viscoso.

La figura III.37 muestra el comportamiento del gel menos viscoso cuando se le somete a una secuencia de velocidades de rotación creciente y después decreciente hasta regresar al punto de partida. Se observa que la rama ascendente y la descendente prácticamente están superpuestas. La figura III.38 muestra el comportamiento del gel más viscoso cuando se le somete al gradiente de cizalla variable. Se hace notar que, en este caso, la curva ascendente y la descendente no coinciden debido a la disminución de la viscosidad con el tiempo y, de hecho, trazan un pequeño ciclo de histéresis. A partir de estas figuras se deduce que el gel CMC utilizado es ligeramente tixotrópico.

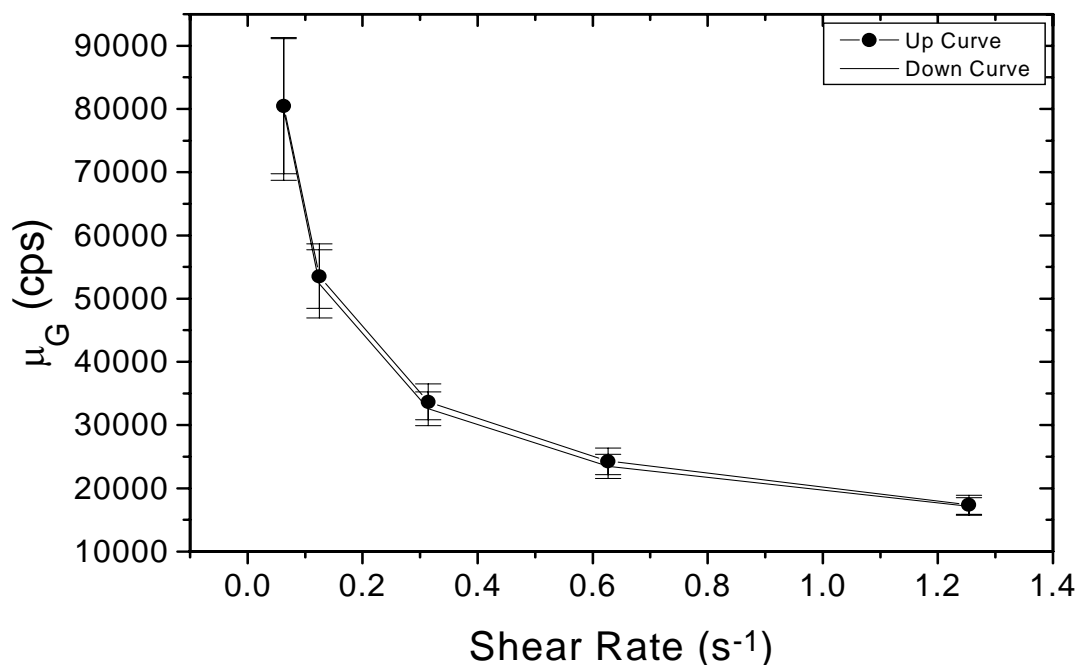


Figura III.38. Comportamiento tixotrópico del gel de sodiocarboximetil celulosa. Evolución de la viscosidad del gel μ_G en función del gradiente de cizalla o “*shear rate*” para el gel más viscoso.

Tras finalizar la determinación del comportamiento de la viscosidad del gel CMC en función de la variación de la velocidad de rotación, la muestra de gel empleada se elimina porque, debido a sus características no newtonianas, su viscosidad depende de la historia previa, no siendo apta para la siguiente medición. Por ello, se toma otra muestra del mismo tipo de gel que es sometida a un gradiente de cizalla constante correspondiente a una velocidad de rotación de 30 r.p.m. Bajo estas condiciones se toman medidas de la viscosidad cada minuto durante un intervalo temporal de 15 minutos. De esta forma, se obtiene la figura III.39 que muestra la evolución temporal de la viscosidad del gel CMC sometido a un cizallamiento constante.

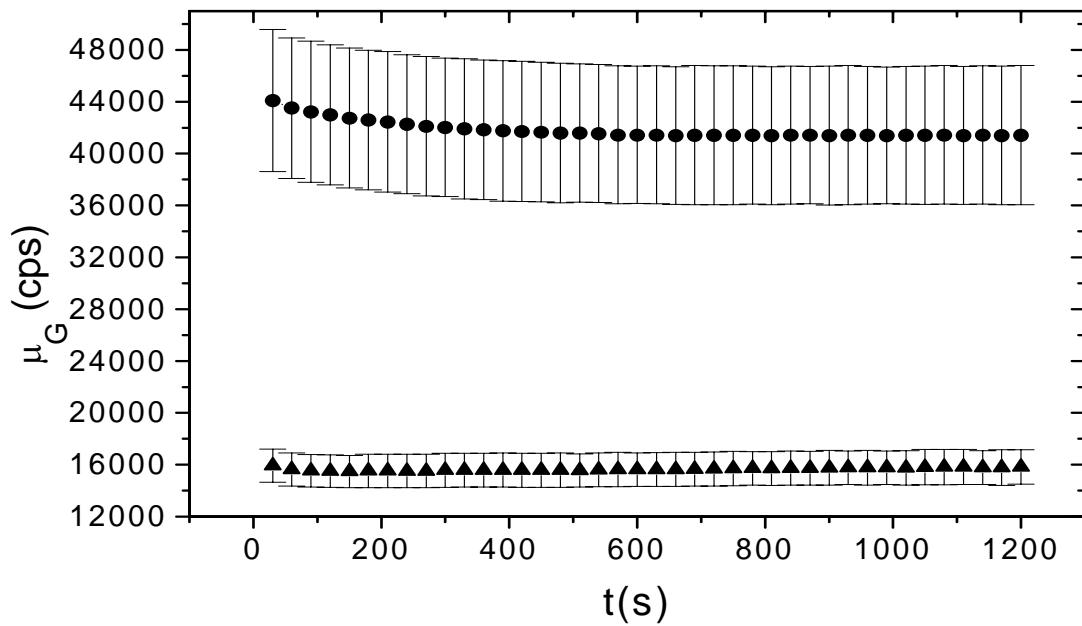


Figura III.39. Comportamiento tixotrópico del gel CMC. Evolución temporal de la viscosidad del gel μ_G para el gel más viscoso (●) y para el menos viscoso (▲).

La figura III.39 muestra que la disminución de la viscosidad del gel CMC con el tiempo es de pequeño valor en el caso del gel más viscoso y prácticamente inexistente para el gel menos viscoso. Este resultado está en consonancia con lo obtenido en el análisis de la viscosidad en función del gradiente de cizalla en el que se concluía que sólo en el caso del gel más viscoso la rama ascendente no coincide con la descendente y es visible el ciclo de histéresis asociado.

III.3 LOS DATOS EXPERIMENTALES

III.3.1 DESCRIPCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

El conocimiento de cuáles son las magnitudes que se miden directamente por medio de los instrumentos de laboratorio y cuáles se obtendrán de forma indirecta es esencial en un trabajo experimental. Además, es preciso planificar el número de experimentos a realizar que es un dato importante desde el punto de vista económico y temporal.

Todas las magnitudes que describen las características iniciales y finales tanto geométricas (altura), másicas (masa y volumen) como térmicas (temperatura) del sistema fluido se miden directamente. El potencial que el conductivímetro multicanal asocia a las cuatro sondas de conductividad también es una medida directa en cada instante del tiempo (apartado III.3.2.2). De la misma forma, la viscosidad del gel CMC también se mide experimentalmente mediante el empleo de un viscosímetro rotacional (apartado III.2.5). Por último, aquellos procedimientos que requieren una medida directa del tiempo éste se obtiene mediante la utilización de un cronómetro manual o mediante un digitalizador de videos. El resto de las magnitudes presentadas en este trabajo son medidas indirectas obtenidas a partir de los datos experimentales medidos directamente.

El presente trabajo se basa en un total de 200 pruebas experimentales seleccionadas de entre un total de 1100 repartidas entre dos geles de diferente viscosidad y 10 valores distintos del número de Atwood que proporcionan las diferentes condiciones experimentales iniciales. Para cada conjunto de condiciones iniciales dadas por los valores del número de Atwood y la viscosidad del gel, se realizaron entre 5 y 15 pruebas con el objetivo de reducir los errores sistemáticos y permitir el promedio de los valores de aquellas magnitudes, directas o indirectas, obtenidas bajo las mismas condiciones experimentales. Para ello se hace uso del promediado de conjunto que utiliza sucesivas series de datos experimentales los cuales son sumados punto por punto dividiendo la suma obtenida para cada punto por el número de series experimentales realizadas. El promediado de conjunto mejora la

relación señal/ruido al aumentarla en un factor igual a la raíz cuadrada del número de series experimentales lo que permite extraer con mayor claridad la señal con información a partir del ruido. Este tipo de promediado se ha utilizado en numerosas ocasiones en el presente trabajo, en particular para obtener el promedio de los valores de las magnitudes obtenidas directa o indirectamente bajo las mismas condiciones experimentales iniciales (la eficiencia de mezcla, el caudal de succión individual y simultáneo, la altura de la capa mezclada o la viscosidad entre otras).

Por otra parte, la obtención de la evolución temporal de la densidad en las posiciones correspondientes a las cuatro sondas de conductividad requiere el uso del promediado por grupos para que dicha evolución sea más suave. El promediado por grupos supone que el promedio de un número pequeño de puntos adyacentes es una medida mejor de la señal que cualquiera de los puntos individuales.

Finalmente, el presente trabajo ha utilizado otra fuente de datos experimentales que son los procedentes de las imágenes obtenidas a partir de la grabación mediante una cámara de video de los procesos de mezcla turbulenta y su posterior digitalización. Este tipo de datos será analizado en el apartado III.3.3

III.3.2 MEDIDA EXPERIMENTAL DE LA DENSIDAD

Los estudios, como el presente, basados en la comparación de perfiles de densidad antes y después de un proceso de mezcla (Redondo, 1987; Yagüe, 1992) requieren la utilización de instrumentos adecuados capaces de obtener medidas experimentales de la densidad con precisión. El motivo es que todo el análisis posterior consistente en el cálculo de diferentes magnitudes como la variación de la energía potencial o la eficiencia de mezcla, entre otros, depende de dichas medidas de la densidad.

Un procedimiento experimental fácil y fiable para medir la densidad de un fluido es por medio de la medida de su conductividad eléctrica (Redondo, 1987; Yagüe, 1992). Para ello es necesario que dicho fluido sea conductor, y lo más fácil es elegir una disolución salina. Este tipo de medida es la que realiza una sonda de conductividad por succión, que será descrita en el apartado III.3.2.1. Hay que destacar que este instrumento lo que realiza es la detección del fenómeno físico que es la variación de la conductividad eléctrica producida durante el proceso de mezcla turbulenta entre dos disoluciones salinas de diferente densidad.

La señal eléctrica así detectada es transmitida a un conductivímetro multicanal donde es transformada adecuadamente para ser posteriormente comunicada a un convertidor analógico-digital que está conectado a un ordenador portátil que controla al convertidor y almacena las medidas experimentales.

Las sondas de conductividad por succión han sido construidas por la doctorando bajo las indicaciones del Dr. D. Redondo y con ayuda de los Talleres de Apoyo a la Investigación de la U.C.M.

El conductivímetro multicanal ha sido construido en los Talleres de Apoyo a la Investigación de la U.C.M (Taller de Electricidad) siguiendo un diseño de John Mumford del Departamento de Ingeniería de la Universidad de Cambridge (Redondo, 1987).

III.3.2.1 LA SONDA DE CONDUCTIVIDAD POR SUCCIÓN

Una sonda de conductividad funciona de modo semejante a una celda electroquímica en el sentido de que se basa en el mismo principio físico y mide la misma magnitud física, siendo la principal diferencia la geometría. Por ello, a grandes rasgos, puede definirse como un circuito que capta la corriente eléctrica que circula entre dos electrodos sumergidos en un fluido conductor que, en nuestro caso es una disolución salina. Las sondas de conductividad constituyen células de conductividad situadas en una de las ramas de un circuito eléctrico semejante a un puente de Wheatstone situado en el conductivímetro que posibilita la medida de la conductividad del electrolito contenido en la célula.

El principio físico en el que se basa el funcionamiento de una sonda de conductividad por succión es que todas las líneas del campo eléctrico atraviesan el pequeño orificio que constituye la punta de la sonda. La principal ventaja de una sonda de conductividad por succión es la fiabilidad de las medidas que proporciona dado que éstas se realizan exclusivamente en el entorno del orificio de succión, dejando de tener importancia los electrodos en sí mismos dado su gran tamaño en comparación con las dimensiones de dicho orificio (Redondo, 1987).

El principal inconveniente presente en este instrumento deriva del tipo de corriente eléctrica a emplear. Si se utiliza corriente continua la polarización producida por el desplazamiento de los iones positivos hacia el electrodo negativo hace que la resistencia de la célula varíe con el tiempo. El proceso de ionización puede formarse en la punta de la sonda. La polaridad así adquirida por el fluido afectaría en gran medida a la facilidad de paso de la corriente a través de la célula de conductividad. Por tanto, dado que los experimentos con corriente continua generan reacciones químicas en los electrodos o electrolisis, es necesario emplear corriente alterna en los estudios sobre conductividad en fluidos. Entonces es posible comprobar que la célula de conductividad llena de la disolución del electrolito obedece la ley de Ohm y, por tanto, es posible asignar a estas células una resistencia y una conductividad de la misma forma que a un conductor metálico.

Existen numerosos tipos de sondas de conductividad caracterizadas por su diferente geometría y por los diferentes materiales que utilizan (Redondo, 1987)¹. En el caso concreto de nuestros experimentos se han utilizado sondas de conductividad por succión semejantes a las empleadas en otros trabajos experimentales sobre mezcla turbulenta (Redondo, 1987; Yagüe, 1992). A través de la sonda de conductividad, el fluido se succiona con un caudal muy pequeño mediante el empleo de un tubo Venturi (apartado III.2.4.1).

El hecho de disponer de sondas de conductividad con succión del fluido cuya conductividad se quiere conocer es importante. Si el fluido contenido en la punta de la sonda de conductividad no se succiona de forma continua, se produciría una región de estancamiento en dicha punta que desvirtúa las medidas experimentales. Es decir, si no se reemplaza constantemente el fluido contenido en la sonda se estarían generando medidas erróneas de la densidad local, luego de la evolución del proceso de mezcla.

Las sondas de conductividad por succión se caracterizan por poseer dos electrodos concéntricos con simetría cilíndrica. En el caso del presente trabajo experimental uno de los electrodos constituyente de la sonda es un tubo cilíndrico de acero inoxidable de diámetro interno 4 mm y cuyo grosor es de 1 mm. El segundo electrodo es otro tubo cilíndrico de acero inoxidable con diámetro interno 1 mm y situado de forma concéntrica en el interior del primero. Ambos electrodos están aislados eléctricamente a lo largo de toda su longitud gracias a que el interno se recubre con un tubo de silicona. Además, el electrodo interno termina constituyendo una punta por la que se succiona el fluido que está construida con un pegamento aislante y forma un ángulo de 90° respecto del electrodo externo. Esta punta de la sonda tiene forma cónica con un orificio de entrada cuyo diámetro es de 1 mm. La sonda de conductividad ha de tener una resolución en salinidad mayor que 10^{-4} y una resolución espacial de entre 1 y 2 mm (Redondo, 1987).

Una sonda de conductividad situada a cierta altura en el interior del sistema fluido que se creará en la cubeta experimental proporciona una medida local de la densidad en el entorno de la misma. Por otra parte, un conjunto de varias sondas de conductividad situadas a diferentes alturas y midiendo simultáneamente proporciona la evolución temporal de la densidad del fluido en varios puntos, que, a su vez, permite la obtención de la evolución temporal de un perfil vertical de densidad.

¹ Por ejemplo, sondas con un electrodo pequeño de hilo y otro electrodo grande en forma de lámina.

Además, las sondas de conductividad descritas son aptas tanto para medidas en reposo como en movimiento lo cual resulta útil para la obtención de perfiles verticales de densidad (Yagüe, 1992).

Los experimentos de mezcla turbulenta en los que se fundamenta el presente trabajo han utilizado cuatro sondas de conductividad por succión que se conectan a un conductivímetro multicanal con un canal por cada sonda. Una descripción detallada de los componentes y el funcionamiento del conductivímetro multicanal se realiza en el apartado III.3.2.2. Una mayor información se suministra en la tesis del Prof. Redondo (1987).

III.3.2.2 EL CONDUCTIVÍMETRO MULTICANAL

Los instrumentos analíticos modernos se caracterizan por presentar un detector que transforma una señal analítica en una señal eléctrica, que es procesada de diversos modos para ser posteriormente mostrada mediante un dispositivo de lectura. El conjunto formado por las cuatro sondas de conductividad y el conductivímetro multicanal constituye un método instrumental que capta una propiedad física no detectable directamente y la transforma en una señal analítica comprensible y analizable. En el caso de este instrumento, la propiedad física es la conductividad eléctrica de un fluido experimental y se transforma en un potencial eléctrico. Por tanto, el conductivímetro multicanal puede considerarse como un instrumento de potenciometría.

La detección experimental del proceso de mezcla turbulenta ha sido posible gracias a la utilización de cuatro sondas de conductividad por succión conectadas a un conductivímetro multicanal con cuatro canales cada uno de los cuales constituye un conductivímetro individual. Por motivos técnicos, se han construido cuatro conductivímetros individuales contenidos en un mismo aparato y sin que compartan ningún componente electrónico. Este aparato ha sido construido en el Taller de Electricidad y Electrónica de la Universidad Complutense de Madrid (Talleres de Apoyo a la Investigación) siguiendo el diseño original de John Mumford (Departamento de Ingeniería de la Universidad de Cambridge) presente en la tesis del profesor Redondo (Redondo, 1987).

El conductivímetro multicanal, como todo método instrumental, posee cuatro componentes esenciales que son el generador de señales, el detector o transductor de entrada, el procesador de señales, y, finalmente, el dispositivo de lectura o transductor de salida¹.

En el caso del conductivímetro multicanal el detector de entrada está constituido por el par de electrodos que constituyen cada una de las cuatro sondas de conductividad. El transductor de entrada es un dispositivo capaz de convertir un tipo de señal o energía en otro. La mayor parte de los detectores convierten las señales analíticas en una corriente eléctrica, un potencial. En nuestro caso la corriente eléctrica que circula entre los electrodos que constituyen las sondas es la señal

¹ El transductor de salida puede ser un medidor de escala, un registrador gráfico o un registrador digital.

analítica. Posteriormente, el transductor de entrada la transforma en la señal transducida que es una corriente eléctrica continua que se introduce en el siguiente elemento que es el procesador de señales.

El procesador de señales modifica la señal transducida procedente del detector de entrada con el objetivo de que sea la adecuada para el dispositivo de lectura y lo accione. La modificación de esta señal se realiza mediante diferentes procesos que, en nuestro caso, son realizados por el conductivímetro multicanal, según se desprende de los esquemas de los circuitos eléctricos correspondientes a un único conductivímetro (Redondo, 1987). Las principales partes constituyentes de un conductivímetro son un amplificador diferencial, un puente compensador de la resistencia de la sonda, un rectificador; un filtro y un oscilador. Por tanto, el conductivímetro constituye el procesador de señales. Una de las modificaciones principales que realiza este instrumento es la amplificación que consiste en multiplicar la señal transducida por una cierta constante mayor que la unidad. Además de la amplificación existen otras modificaciones como el filtrado de la señal para reducir su ruido o la rectificación para dar una señal de corriente continua.

Y, por último, el dispositivo de lectura es un transductor que transforma la señal modificada por el procesador de señales en una señal comprensible y registrable, la señal de lectura. En el caso particular del montaje experimental presentado el transductor de salida es el convertidor analógico-digital que transforma la señal transducida en una digital almacenada en un ordenador portátil. Al respecto hay que destacar que el valor de la señal transducida, es decir, el del potencial de salida del conductivímetro, ha de mantenerse por debajo de cierto valor límite que es de 2'5 V que es el potencial crítico por encima del cual se podría dañar el convertidor. Con vistas a controlar que el potencial de salida del conductivímetro no supere el valor de 2'5 V, cada uno de los canales del conductivímetro posee un reductor de tensión de modo que dicho potencial de salida se encuentra comprendido en el rango (0, 2'5) V.

El principio físico en el que se basa el funcionamiento de un conductivímetro es semejante al de un puente tipo Wheastone. Cada uno de los canales del conductivímetro multicanal posee una resistencia variable R_c , denominada resistencia compensadora, que puede tomar los valores 0, 1, 2, 5, 10, 20 y 50 kilohmios. Esta resistencia es la encargada de compensar la resistencia de la sonda de conductividad llena del fluido experimental (de la célula electroquímica) que está situada en la otra

rama de este circuito semejante al de un puente de Wheatstone. La selección de la resistencia compensadora R_c más adecuada se realiza por medio de un calibrado del conductivímetro como se explica en el apartado III.3.2.3.

La caracterización del comportamiento del conductivímetro como aparato de medida es fundamental en el presente trabajo al ser éste de naturaleza experimental. El tipo de respuesta del conductivímetro se determina mediante una doble calibración como se mostrará en el apartado III.3.2.3.

Una medida experimental sin ruido nunca puede obtenerse en un laboratorio. Por ello, la caracterización del funcionamiento de cualquier instrumento se fundamenta en el análisis de la relación señal/ruido que ha de tener un valor importante porque de lo contrario es un factor limitativo para la precisión de la medida experimental. El ruido invariablemente presente en las medidas experimentales de cualquier instrumento de laboratorio como el conductivímetro multicanal, se denomina ruido instrumental y está asociado a cada uno de los componentes que constituyen el aparato que producen una mezcla compleja de diversos ruidos no siempre identificables. Además, existen otros tipos de ruidos importantes como el ruido térmico, el ruido de disparo, el ruido de parpadeo y el ruido ambiental. Las medidas obtenidas por el conductivímetro multicanal están afectadas por estos tipos fundamentales de ruidos.

III.3.2.3 EL CALIBRADO DEL CONDUCTIVÍMETRO MULTICANAL

La realización del calibrado del instrumento que proporciona las medidas experimentales es siempre una parte fundamental de toda investigación basada en los resultados obtenidos en el laboratorio. El calibrado consiste en la obtención de la curva de calibrado del instrumento que representa la respuesta del mismo bajo las condiciones experimentales de medida. En concreto, mediante el calibrado se analiza cuándo la respuesta es lineal y cuándo deja de serlo.

La curva de calibrado del conductivímetro multicanal proporciona una información esencial para el análisis de los experimentos de mezcla turbulenta porque de él se deduce la relación empírica existente entre el potencial de salida del conductivímetro y la densidad del fluido experimental¹ (Redondo, 1987). Sin esta información no sería posible, por ejemplo, el cálculo posterior de la variación de la energía potencial durante el proceso de mezcla o la obtención de la evolución temporal de los perfiles de densidad, es decir, el análisis del proceso de mezcla turbulenta. El proceso de calibración del conductivímetro multicanal tiene dos partes, requiriendo un procedimiento experimental propio y se realiza previamente al desarrollo de las pruebas sobre mezcla turbulenta. Este proceso de calibración se lleva a cabo a la temperatura ambiente.

El análisis del comportamiento del conductivímetro consta de dos calibrados diferentes. El primero de ellos es en función de la resistencia compensadora R_c mientras que el segundo calibrado es en función de la densidad de la disolución salina utilizada tras haber seleccionado la resistencia compensadora más adecuada (Redondo, 1987). El objetivo que se pretende lograr mediante el primer tipo de calibrado es averiguar cuál de las resistencias compensadoras proporciona una mejor respuesta lineal del conductivímetro y con cuál existe un límite de detección mayor. Respecto al segundo tipo de calibrado proporciona la relación empírica entre el potencial de salida del conductivímetro multicanal (en mV) y la densidad de la disolución salina (expresada en partes por mil) para un valor fijo de la resistencia compensadora R_c previamente seleccionado.

¹ Los fluidos experimentales son disoluciones salinas cuya densidad ha sido medida previamente mediante un refractómetro.

Los dos tipos de calibrados utilizan el mismo procedimiento experimental, siendo la única diferencia que en el primero se varía la resistencia compensadora mientras que en el segundo se mantiene fija. Dicho procedimiento experimental consiste en la introducción simultánea de las cuatro sondas de conductividad en un conjunto de 33 disoluciones salinas homogéneas diferentes cuyas densidades son previamente medidas con un refractómetro. Todas las muestras empleadas se mantuvieron el tiempo suficiente para que alcanzasen el equilibrio térmico. El conjunto de las cuatro sondas de conductividad está conectado a la red de distribución para la succión. El montaje experimental asociado consta del conductivímetro multicanal que está conectado al convertidor analógico-digital y éste al ordenador portátil, quien finalmente registra los valores del potencial de salida que el conductivímetro asigna a cada una de las disoluciones de calibrado. Como se ha mencionado con anterioridad, es necesario controlar que el potencial de salida del conductivímetro no supere el valor de 2'5 V. La diferencia principal existente en el montaje experimental para el calibrado del conductivímetro radica en que las sondas de conductividad se sitúan todas en el mismo nivel en el interior de un recipiente de 2000 ml que contiene a la disolución salina de calibrado, y no a diferentes alturas en una cubeta experimental.

El procedimiento correspondiente al primer tipo de calibrado consiste en medir el potencial que proporciona el conductivímetro para cada una de las 33 disoluciones salinas utilizadas y con cada una de las 7 resistencias compensadoras de la sonda de conductividad que el conductivímetro posee y cuyos valores son 0, 1, 2, 5, 10, 20, 50 k Ω . De esta forma, se obtienen 33 curvas de calibrado para cada uno de los canales del conductivímetro correspondientes a cada disolución y modificando la resistencia compensadora. Sin embargo, debido a la dificultad de la representación de las 33 curvas de calibrado en una misma figura, se ha optado por representar exclusivamente 12 de ellas como se observa en las figuras III.40 a III.43. El procedimiento asociado al segundo calibrado es el mismo con la salvedad de que ahora se ha seleccionado una única resistencia compensadora y se varía la densidad de la disolución de calibrado. Por ello, se obtienen 4 curvas de calibrado, una por cada canal del conductivímetro, como se observa en las figuras III.44 a III.47.

Con vistas a obtener un conjunto suficientemente amplio de datos de potencial con los que realizar un análisis estadístico, para cada valor de la resistencia compensadora y cada disolución salina el tiempo de registro es de 2 minutos, con lo

que se obtienen 120 datos dado que la frecuencia de muestreo es 1 Hz. Esta frecuencia se ajusta por medio del software que controla el convertidor analógico-digital. El promedio correspondiente se considera como representativo del potencial de salida suministrado por el conductivímetro multicanal.

El resultado del calibrado descrito es la obtención de un conjunto de pares de puntos formados por el potencial de salida asociado a cada disolución de calibrado y su densidad correspondiente. Esta serie de datos se analizan realizando un ajuste por mínimos cuadrados cuyo resultado es una relación empírica entre el potencial de salida del conductivímetro multicanal y la densidad del fluido experimental, que denominamos curva de calibrado y cuyo error disminuye más cuanto mayor sea la linealidad de dicha relación empírica. La resolución, entendida como la capacidad de distinción de los valores del potencial correspondientes a densidades diferentes, es mejor cuanto mayor sea la pendiente del ajuste lineal realizado en cada intervalo de densidad y cuanto más diferentes sean las pendientes de los ajustes. Por ello, es conveniente no realizar un único ajuste lineal a todos los datos, sino varios ajustes en distintos tramos de salinidad en función de su mayor linealidad como se observa en la figura III.48.

Las figuras III.40 a III.43 representan el resultado del primer tipo de calibrado realizado a cada canal de conductivímetro. De esta forma, se posibilita la elección de la resistencia compensadora necesaria para que el conductivímetro responda linealmente en un intervalo de densidad lo más amplio posible. Cada una de las gráficas está compuesta por 14 curvas correspondientes a cada uno de los valores de la salinidad de las distintas disoluciones salinas. Cada curva representa el potencial de salida en función de la resistencia compensadora R_c . De esta forma, se muestra el efecto de la modificación de la resistencia compensadora sobre el potencial de salida y sobre la respuesta lineal del conductivímetro para las diferentes disoluciones salinas. Se observa que según aumenta el valor de la concentración salina disminuye la resistencia R_c a la que tiene lugar la ruptura del comportamiento lineal del conductivímetro.

A partir de este primer calibrado en función de la resistencia compensadora R_c se obtiene como principal conclusión que se considera que la resistencia compensadora de 2 k Ω es la más adecuada para la práctica experimental, fijándose este valor tanto para el segundo tipo de calibrado como para la realización de los experimentos sobre mezcla turbulenta.

Las figuras III.44 a III.47 muestran las curvas de calibrado individuales correspondientes a los cuatro canales del conductivímetro resultantes del segundo tipo de calibrado en el que la resistencia compensadora se ajusta a 2 k Ω y se modifica exclusivamente la densidad de las disoluciones salinas utilizadas. Esta calibración permite obtener una relación empírica entre el potencial de salida del conductivímetro y la concentración salina.

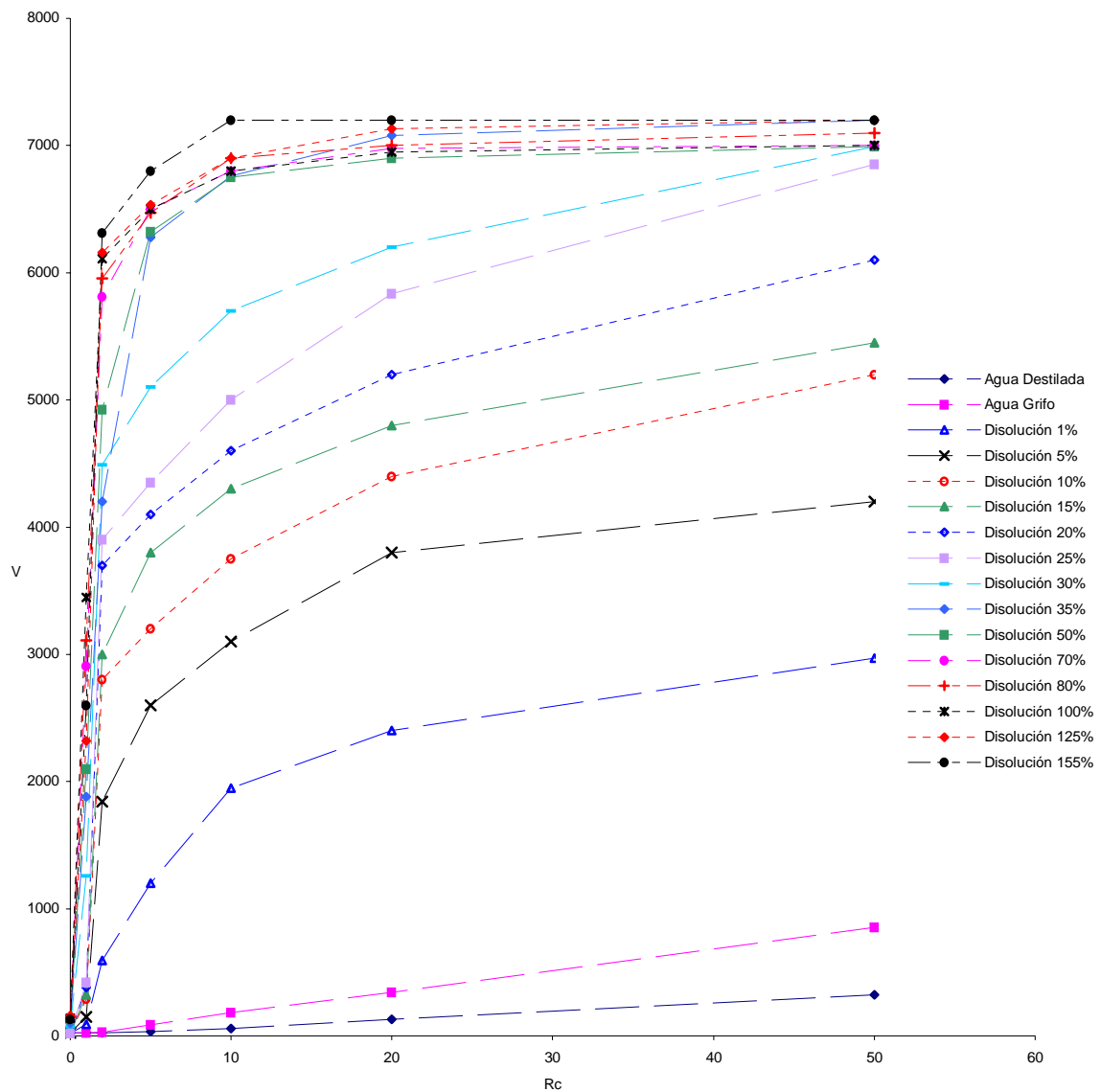


Figura III.40. Curvas del calibrado en función de la resistencia compensadora R_c (k Ω) para el canal 1 y 16 disoluciones salinas.

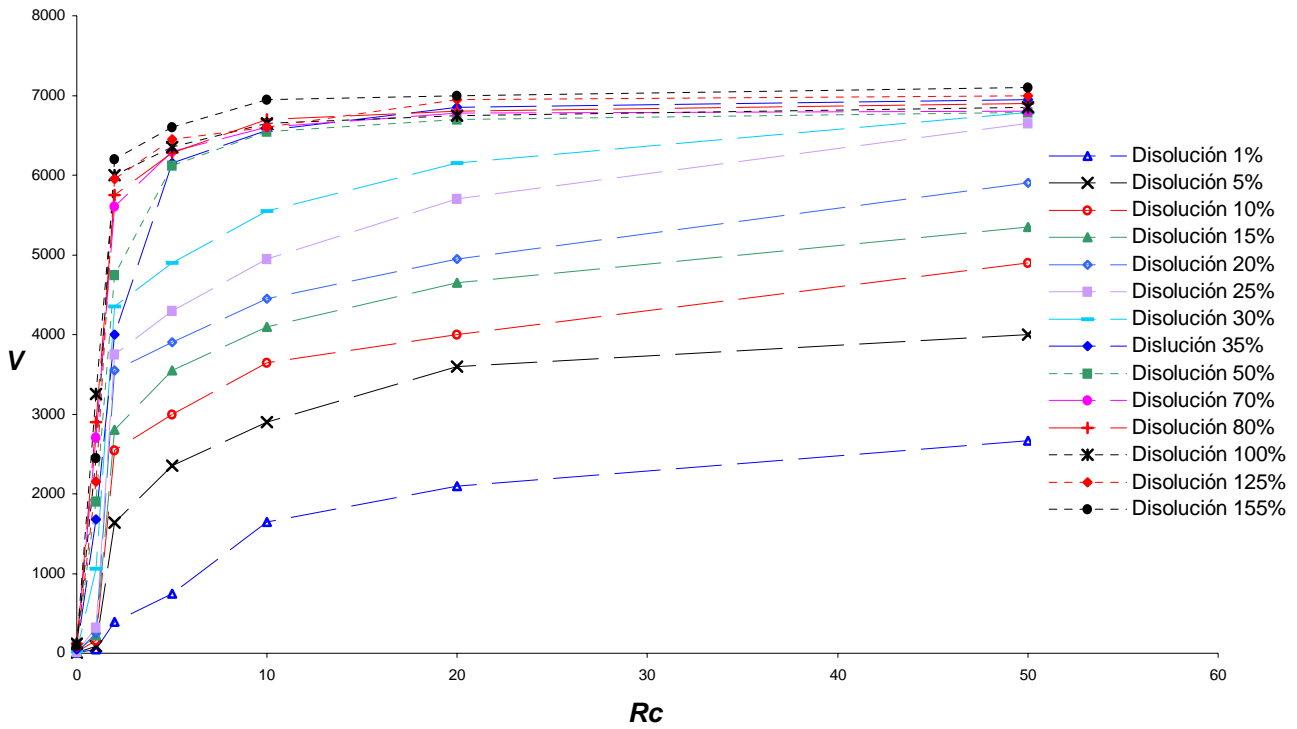


Figura III.41. Curvas del calibrado en función de la resistencia compensadora R_C (k Ω) para el canal 2 y 14 disoluciones salinas.

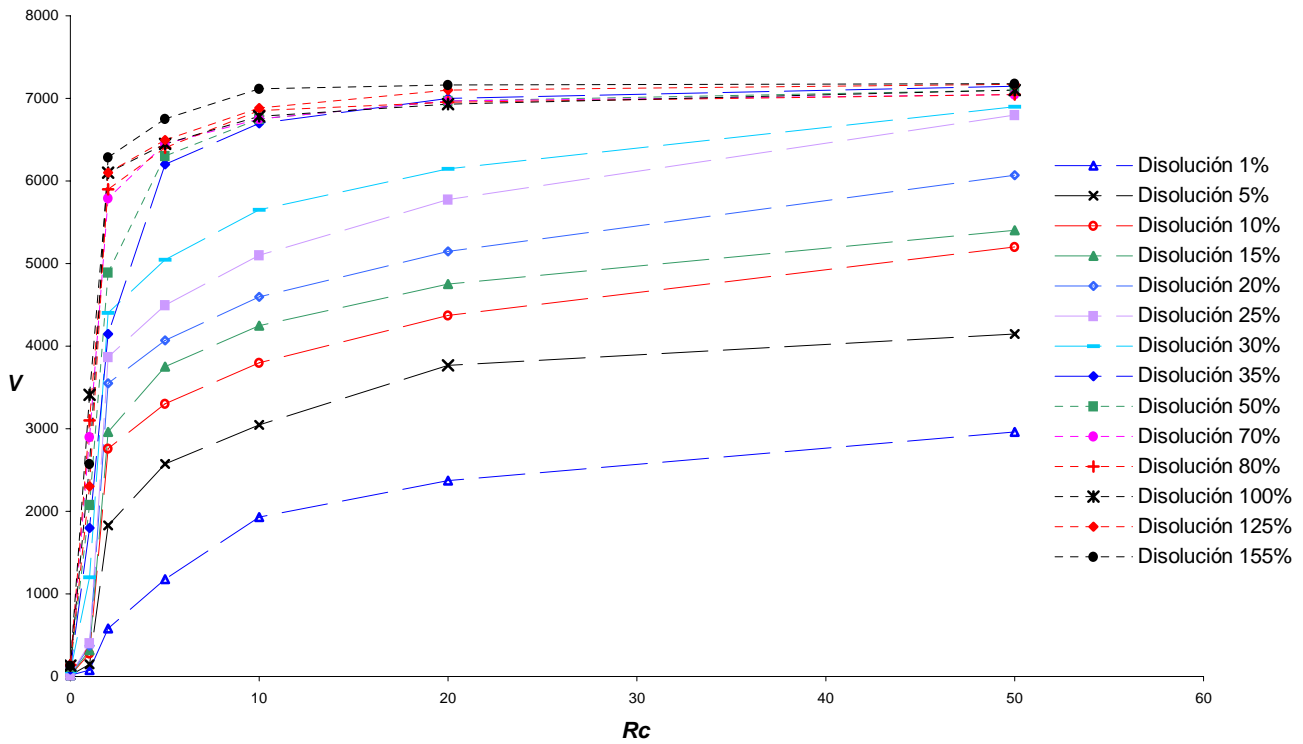


Figura III.42. Curvas del calibrado en función de la resistencia compensadora R_C (k Ω) para el canal 3 y 14 disoluciones salinas.

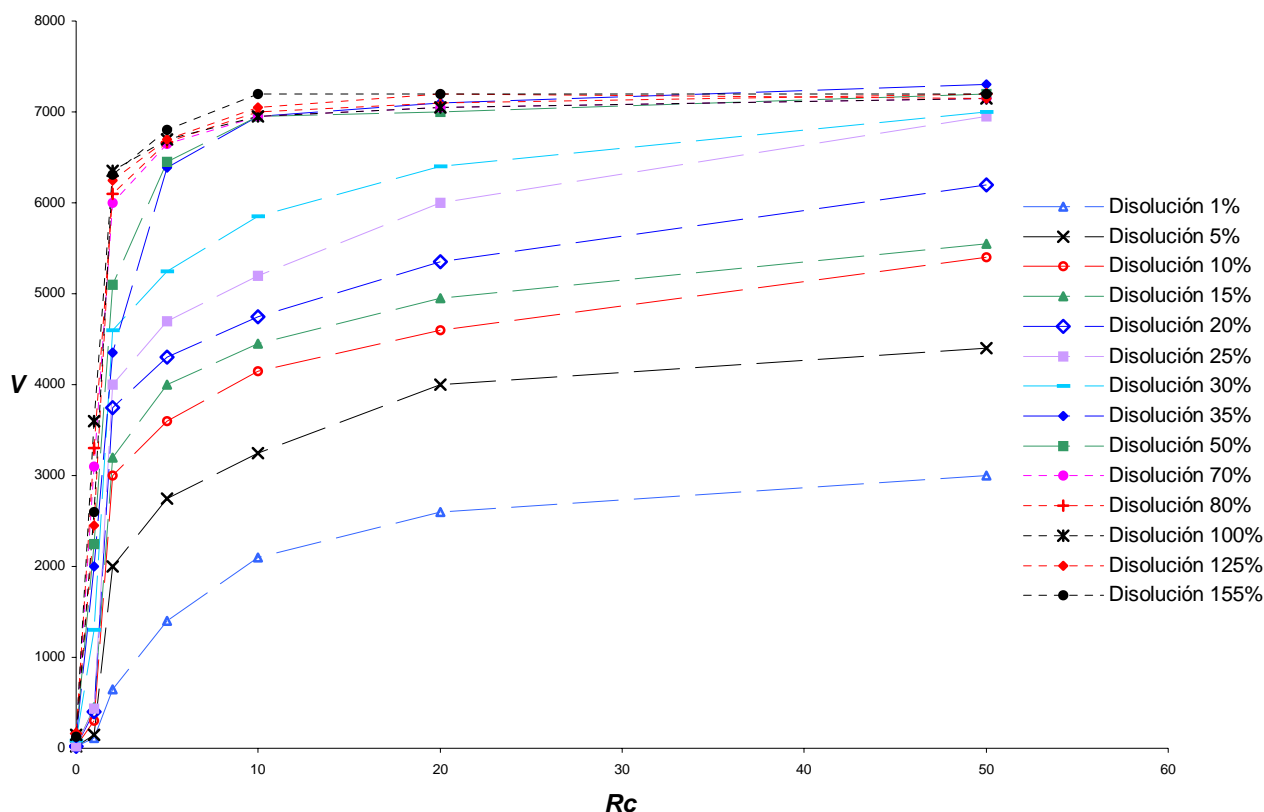


Figura III.43. Curvas del calibrado en función de la resistencia compensadora R_C ($k\Omega$) para el canal 4 y 14 disoluciones salinas.

Respecto al segundo tipo de calibrado se realiza variando exclusivamente la densidad de las disoluciones salinas. Se observa que las curvas de calibrado correspondientes presentan a grandes rasgos dos ramas, donde la primera posee una mayor pendiente que la segunda. La primera rama proporciona los valores del potencial de salida que mejor se distinguen. Por contra, la segunda tiene una pendiente próxima a cero, lo que implica que apenas sí se distinguen los potenciales de salida correspondientes a diferentes disoluciones situadas en esta zona. Por ello, trabajar en esta rama exclusivamente es algo complicado. Sin embargo, dados los valores de potencial tan diferentes que proporcionan ambas, la elección de cada uno de los fluidos que constituyen el sistema fluido experimental en una rama de la curva de calibrado parece la más acertada y la que podría suministrar mejores resultados. Por ello, se selecciona el fluido que constituye la capa ligera en la primera rama mientras que la disolución de la capa densa corresponde a la segunda rama.

La figura III.48 representa la curva de calibrado conjunto correspondiente al conductivímetro multicanal como aparato. La curva de calibrado conjunto muestra la

relación empírica promedio existente entre el potencial de salida del conductivímetro y la concentración de la disolución salina con la resistencia compensadora ajustada a $2\text{ k}\Omega$. Esta curva es la que posteriormente se emplea para la obtención de la densidad correspondiente al potencial asociado al desarrollo de un proceso de mezcla turbulenta.

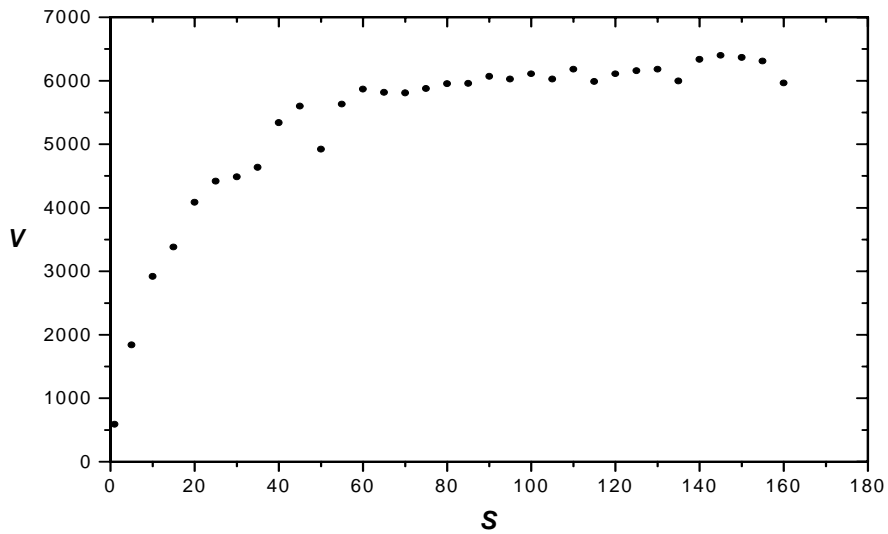


Figura III.44. Curva de calibrado en función de la concentración salina S (%) para el canal 1. $R_C=2\text{ k}\Omega$. El potencial de salida V está en mV.

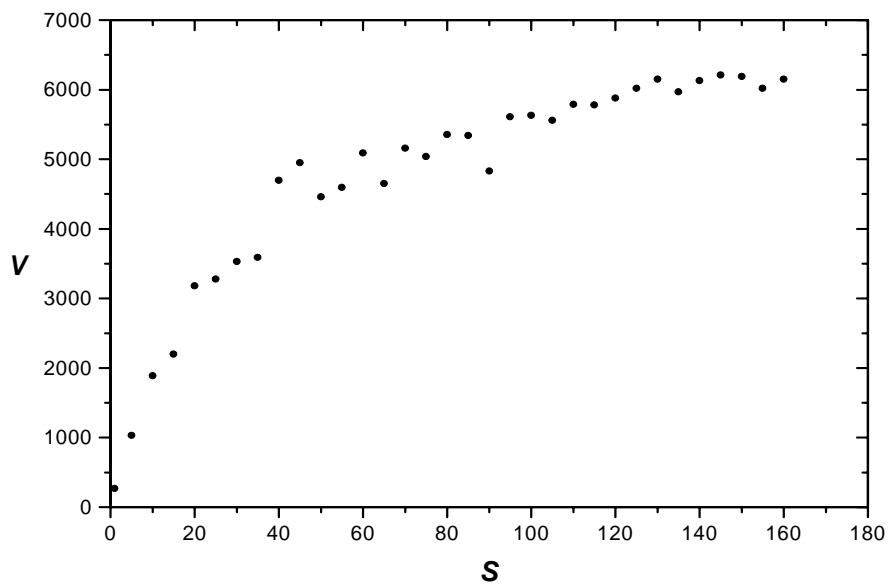


Figura III.45. Curva de calibrado en función de la concentración salina S (%) para el canal 2. $R_C=2\text{ k}\Omega$. El potencial de salida V está en mV.

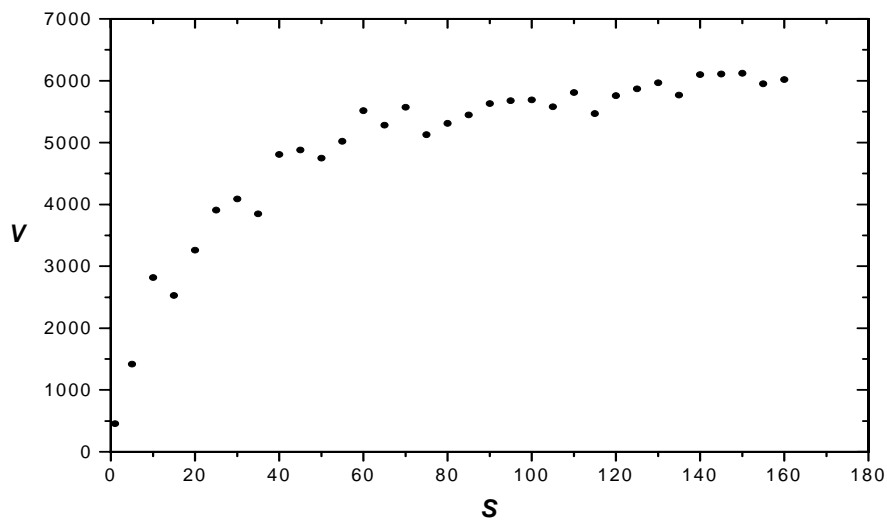


Figura III.46. Curva de calibrado en función de la concentración salina S (‰) para el canal 3. $R_C=2\text{ k}\Omega$. El potencial de salida V está en mV.

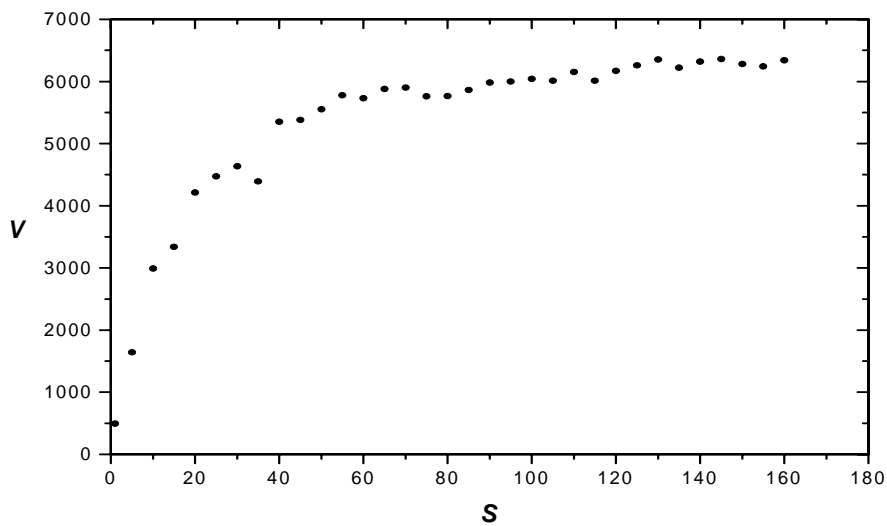


Figura III.47. Curva de calibrado en función de la concentración salina S (‰) para el canal 4. $R_C=2\text{ k}\Omega$. El potencial de salida V está en mV.

La curva de calibrado conjunto se obtiene aplicando un promedio de conjunto a las curvas de calibrado individuales asociadas a cada uno de los canales del conductivímetro. Es decir, se realiza un promedio de los valores del potencial dados por cada canal para una misma disolución salina, siendo estos valores promedio los que constituyen la curva de calibrado conjunto. La curva de calibrado mantiene una respuesta aproximadamente lineal hasta una concentración salina del orden del 20‰.

Según aumenta la salinidad, es decir, la densidad, la curva de calibrado se hace más horizontal entrando en su segunda rama que se extiende hasta el 60‰ de salinidad.

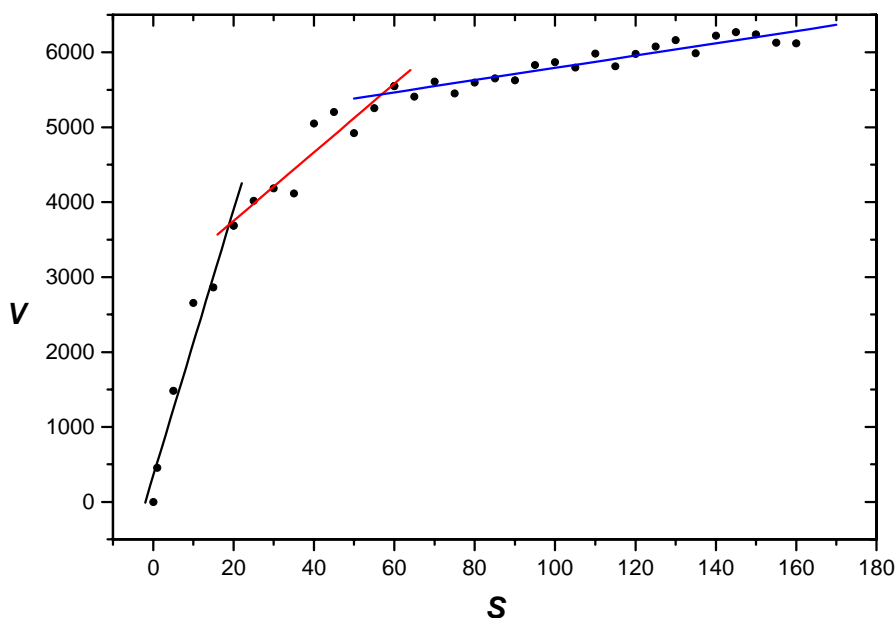


Figura III.48. Curva del calibrado conjunto que muestra la relación empírica promedio existente entre el potencial de salida V (mV) y la concentración salina S (‰) para el conductivímetro multicanal como instrumento (válida para los cuatro canales). Se muestran los ajustes lineales realizados a cada tramo de salinidad en que se divide la curva: rama 1 entre 0‰ y 20‰ (—), rama 2 entre 20‰ y 60‰ (—) y rama 3 entre 60‰ y 160‰ (—).

Posteriormente, por encima del 60‰ y hasta el 160‰, se observa que los valores del potencial que se obtienen son poco diferentes para las distintas densidades dado que el ajuste correspondiente es mucho más horizontal. Esto implica que el conductivímetro no es capaz de distinguir disoluciones salinas de gran concentración. Entonces, se dice que el conductivímetro ha llegado a la zona de saturación. Por otra parte, las regiones con comportamiento lineal representan las zonas de máxima sensibilidad del conductivímetro que será más grande cuanto mayor sea su pendiente. Por ello, estas zonas son consideradas como los intervalos para el funcionamiento óptimo del conductivímetro multicanal.

Otro factor importante tanto en el desarrollo del calibrado del conductivímetro multicanal como en el de las pruebas experimentales es el caudal de succión de las sondas de conductividad, que suponemos aproximadamente constante.

La succión simultánea de las cuatro sondas se ha descrito en el apartado III.2.4.2. Como se mencionó entonces, el caudal de succión no ha de ser ni excesivamente pequeño, porque se produce estancamiento en la punta de la sonda, ni grande porque se succiona fluido procedente de zonas alejadas.

Otro factor adicional es el efecto de la temperatura respecto al que cabe decir que la conductividad depende de esta magnitud, luego influye sobre la respuesta del conductivímetro. Dicho efecto se manifiesta por un desplazamiento de la ordenada en el origen de la curva de calibrado. Por otra parte, al medir las densidades grandes la dependencia con el cambio de la temperatura ambiente es menor que al medir densidades pequeñas (Redondo, 1987). Un análisis más detallado del efecto del caudal de succión y de la temperatura en el calibrado del conductivímetro puede consultarse en la tesis del Dr. D. Redondo (Redondo, 1987).

Finalmente, se concluye que los resultados del primer tipo de calibrado del conductivímetro multicanal limitan el valor de la resistencia compensadora a utilizar para que este instrumento responda linealmente en un intervalo de densidad lo más amplio posible. El valor seleccionado como el más adecuado es de 2 k Ω . Por otra parte, el segundo tipo de calibrado limita las densidades que se pueden emplear en función del mayor o menor grado de distinción que exista entre las medidas de potencial correspondientes. Al respecto la mejor opción es seleccionar la disolución de la capa ligera en el primer intervalo de densidad (0, 20)%_o mientras que la disolución de la capa densa pertenezca al segundo tramo (20, 60)%_o o al tercer tramo (60, 160)%_o.

III.3.3 EL REGISTRO DE LAS IMÁGENES EXPERIMENTALES

La obtención de algunas magnitudes físicas a utilizar en el presente trabajo requiere un análisis de las imágenes del proceso de mezcla turbulenta. Entre dichas magnitudes se encuentran el número de penachos turbulentos generados experimentalmente, el tiempo y la velocidad de descenso de dichos penachos así como la evolución temporal de su frente convectivo o el comportamiento temporal de la altura de la capa mezclada que se constituye al final del proceso de mezcla.

La grabación en video de las pruebas experimentales se ha realizado con una cámara Sony Handicap en cintas de 8 mm. La visualización directa de los experimentos se consigue mediante la técnica básica de fluorescencia inducida por luz (LIF). La utilización de este método requiere añadir una sustancia coloreada a la capa densa que es la fluoresceína sódica. Esto permite observar directamente el desarrollo de los flujos fluidos que se generan y, además, mejora la observación mediante la técnica de “*shadowgraph*” que es el otro método de visualización utilizado. Por otra parte, con vistas a mejorar la visualización, se utilizó un papel plástico negro que se pega a dos de los laterales de la cubeta experimental. El objetivo es obtener un mejor contraste porque el empleo de dicho papel produce un fondo más oscuro de lo que se podría obtener apagando exclusivamente la iluminación del laboratorio y recubriendo externamente el tanque experimental con cualquier otro material negro. De esta forma, al ser mejor el contraste mejorará también el tratamiento posterior de las imágenes grabadas.

Las secuencias de imágenes que muestran el desarrollo del proceso de mezcla turbulenta se obtienen a partir de la digitalización de los videos experimentales. El proceso de digitalización de dichas grabaciones se ha realizado mediante la utilización de tres digitalizadores diferentes. El aprendizaje del uso básico de un digitalizador, así como las primeras imágenes procesadas, se han realizado con el Screen Machine II gracias a la colaboración de los profesores Dr. Antoranz y Dr. Medina del Departamento de Física Matemáticas y Fluidos de la U.N.E.D. Posteriormente se aprendió el uso del DigImage que es un digitalizador especialmente diseñado para el análisis de fenómenos fluidos. Esto fue posible gracias a la colaboración del profesor Dr. Redondo Apraiz del Departamento de

Física Aplicada de la Universidad Politécnica de Cataluña. La imposibilidad por motivos económicos de tener un DigImage en nuestro departamento, hizo necesario buscar un digitalizador básico y asequible. Gracias a la información suministrada por los señores D. Ripio Molines, director de las Aulas de Informática y Artes Gráficas, y D. Oliveros Méndez y D. Domínguez. responsables técnicos de las Aulas de Informática y Artes Gráficas de la Facultad de Ciencias de la Información de la U.C.M., se adquirió una tarjeta digitalizadora de video Miro DC Series junto con el software digitalizador Adobe Première 5.0. Con este equipo se ha realizado el procesado de imágenes consistente en la captura de secuencias temporales de fotogramas que son posteriormente analizados manualmente para la obtención de las medidas espaciales y temporales requeridas. Por tanto, el digitalizador Adobe Première 5.0 suministra exclusivamente las herramientas básicas para el procesamiento de las imágenes a diferencia del DigImage que proporciona opciones más sofisticadas como se describirá en el apartado III.3.3.1.

III.3.3.1 LA DIGITALIZACIÓN

El presente trabajo ha utilizado tres digitalizadores diferentes que son el Screen Machine II, el DigImage y el Adobe Première 5.0 como se ha comentado en el apartado anterior. A continuación, se describirán brevemente las características básicas del proceso de digitalización realizado por cada uno de ellos. Antes de dicha descripción, se presentan algunas consideraciones generales para cualquier digitalización.

El error de paralaje no representa un problema importante para el análisis de las imágenes puesto que la cámara de video está lo suficientemente alejada de la cubeta experimental en relación a su anchura.

La mejora del contraste en la visualización de los experimentos mejora el resultado de la digitalización de las correspondientes imágenes grabadas. Por ello, se utilizó un papel plástico negro adherido a dos de los laterales de la cubeta experimental que producen un fondo más oscuro de lo que se podría conseguir mediante otros procedimientos.

El número de fotogramas proporcionados por un proceso de digitalización depende del intervalo temporal seleccionado a partir de la duración total de la grabación de video y de la separación temporal Δt existente entre los fotogramas que es impuesta por el software del digitalizador antes de la obtención de la secuencia de imágenes.

El Screen Machine II permitió aprender los fundamentos básicos del uso de un digitalizador de imágenes y los conceptos principales asociados. Entre estos destacamos el tamaño del fotograma o resolución, la profundidad de bits, la proporcionalidad del aspecto y la importancia de la calidad de la presentación y la calidad de la captura de las imágenes que se mejoran acondicionando el entorno de la grabación incluido el video. Tras el proceso de digitalización será preciso convertir los fotogramas a un formato adecuado en el sentido de que la profundidad de color y la resolución sean buenas y que ocupe la menor cantidad posible de memoria¹. Durante la digitalización es preciso considerar el escalado de las imágenes obtenidas manteniendo la relación de proporcionalidad entre la dimensión vertical y la

¹ El presente trabajo ha hecho uso de imágenes en formato .jpg. Se ha de encontrar un compromiso entre la cantidad de memoria requerida y la calidad de la imagen. Las imágenes de gran calidad y en color necesitan una importante cantidad de memoria.

horizontal de la imagen (“*aspect ratio*”). Además, es posible seleccionar un área de interés dentro de una imagen.

El digitalizador DigImage es una herramienta que ha sido específicamente desarrollado para el análisis de flujos fluidos lo que le distingue claramente de los otros digitalizadores utilizados. Este instrumento está compuesto por un video, una televisión y un ordenador con el software adecuado incorporado. Una de las características fundamentales del análisis de un flujo fluido es que la variable tiempo es esencial. Éste es uno de los puntos principales en los que el DigImage destaca al permitir la obtención rápida de series temporales de imágenes.

El digitalizador DigImage ofrece numerosas técnicas estándar de procesado de imágenes tales como la aplicación de filtros, la realización de contornos o la mejora de las imágenes mediante la corrección de inhomogeneidades, así como otras técnicas más específicas como el “*particle tracking*”.

El primer paso de todo proceso de digitalización es la adquisición de una secuencia temporal de fotogramas correspondientes a la evolución temporal del experimento de mezcla turbulenta grabado. A partir de este momento el DigImage proporciona una serie de facilidades para el procesamiento de la información contenida en las imágenes capturadas. La separación temporal Δt entre fotogramas sucesivos es el parámetro que determina el número total de fotogramas. La digitalización realizada con el DigImage ha considerado dos valores para esta magnitud que son 0'020 segundos y 0'1 segundos.

En una primera etapa se analiza el problema de la iluminación del fondo que, en principio, se supone que no sufre variaciones con el tiempo. Para asegurarnos de la suavidad de la imagen y con vistas a eliminar el posible ruido, se aplica un filtro paso bajo que actúa reemplazando la intensidad de un píxel en un punto por una combinación lineal de su propia intensidad y la de sus píxeles vecinos. Sin embargo, a pesar de esta corrección es posible la existencia de inhomogeneidades en la iluminación del fondo que hay que corregir. Para ello se selecciona un fotograma que contenga exclusivamente el fondo sin ningún fenómeno fluido y se le aplica una función de mejora de la imagen. De esta forma, se corrige la imagen debido a las variaciones en la intensidad de la iluminación del fondo. Esta corrección se basa en la hipótesis de que dada una concentración de fluoresceína sódica ésta absorbe una fracción constante del haz de luz que atraviesa el sistema fluido independientemente de la intensidad del haz.

Uno de los objetivos importantes de la digitalización es la obtención de un mapa de contornos de intensidad correspondientes a contornos de igual concentración, luego de igual densidad, de un fotograma dado.

Respecto al digitalizador Adobe Première 5.0 es una aplicación informática que permite grabar, crear y reproducir vídeos así como la obtención de secuencias temporales de los mismos. El primer paso es la captura del video original para su posterior edición. Este proceso permite leer el código de tiempo visible en el vídeo que se está capturando. Además, se puede poner un límite de captura, es decir, introducir un período de tiempo en segundos para limitar la cantidad de vídeo que se captura en una sola sesión. Posteriormente se creará una secuencia de imágenes fijas sobre las que se realizan las mediciones de tiempo y espacio. La obtención de esta secuencia crea una serie de fotogramas cada uno de los cuales se guarda en un archivo independiente. Estos archivos se numeran de forma automática y su número de orden está en relación con su posición temporal en la secuencia de imágenes.

Existen algunas diferencias entre las secuencias temporales de imágenes obtenidas mediante el DigImage y las correspondientes a la digitalización hecha con el Adobe Première 5.0. El primer digitalizador proporciona fotogramas de tamaño fijo que no son modificables por otras aplicaciones, en escala de grises y dispuestos en un montaje fotográfico predeterminado. Por el contrario, los fotogramas obtenidos con el Adobe Première son en color y de tamaño variable a voluntad, pudiendo ser colocados en cualquier tipo de disposición.

III.3.3.2 EL ANÁLISIS DE LAS IMÁGENES DIGITALIZADAS

Este apartado presenta los distintos análisis que se han realizado sobre las imágenes digitalizadas o fotogramas, así como sus objetivos. Se han llevado a cabo tres tipos de análisis. En primer lugar, se ha estudiado la evolución temporal de la altura de la capa mezclada obtenida como resultado del proceso de mezcla turbulenta. En segundo lugar, se analiza el desarrollo del frente convectivo de los penachos turbulentos así como la velocidad de descenso de los mismos. Estos dos estudios se han realizado a partir de la digitalización obtenida con el Adobe Première 5.0. En tercer y último lugar, se muestran los análisis asociados a la digitalización obtenida con el digitalizador DigImage consistentes en la realización de contornos de intensidad y la obtención de ondas internas.

El número de fotogramas disponibles depende del intervalo temporal seleccionado y de la separación temporal Δt entre fotogramas. Para el caso del digitalizador Adobe Première 5.0 dicha separación es $\Delta t = 0'04$ s. Por otra parte, el número de fotogramas a analizar es variable y se selecciona arbitrariamente para cada prueba experimental digitalizada en función de su tipo de desarrollo.

En primer lugar se describe el procedimiento de obtención de los datos que permiten el análisis del desarrollo de los frentes convectivos de los penachos turbulentos generados experimentalmente. Este análisis del avance temporal del frente convectivo se realiza exclusivamente durante los primeros segundos del fenómeno y antes de que el flujo fluido alcance el fondo de la cubeta por primera vez para eludir medidas afectadas por la presencia del contorno de dicho tanque.

El objetivo que se pretende lograr con este análisis es averiguar el tipo de comportamiento de dichos frentes, en concreto, si existe o no un crecimiento cuadrático en los mismos. Por ello, se busca el tipo de relación existente entre la posición del frente convectivo de los penachos y el tiempo. Por tanto, es preciso obtener medidas del desplazamiento del frente convectivo δ generado experimentalmente y del tiempo t , lo que se consigue mediante la digitalización de los videos experimentales.

En primer lugar, se selecciona el denominado *fotograma de referencia* en el que no existe ningún fenómeno fluido y que sólo muestra la cubeta experimental con

el sistema constituido por el estrato de gel CMC separado de la capa ligera por la interfase estable de densidad, las sondas de conductividad introducidas en sus respectivas posiciones y la iluminación de fondo como se muestra en la figura III.49. Además, se anota el instante temporal correspondiente al fotograma de referencia. Este tiempo es posible determinarlo porque la digitalización asigna un número de orden a cada fotograma que está en relación con el instante temporal al que corresponde.

Este fotograma de referencia permite anotar la posición de la interfase inferior del estrato de gel que se considera como el origen de espacios δ_0 . Es decir, todas las medidas espaciales han de referirse a ésta primera en la forma $(\delta - \delta_0)$. Este fotograma de referencia proporciona un origen de tiempos para la secuencia de imágenes digitalizadas aunque no es el origen temporal al que se referirán el resto de los fotogramas que se utilizan en el análisis del comportamiento del frente convectivo de los penachos turbulentos.

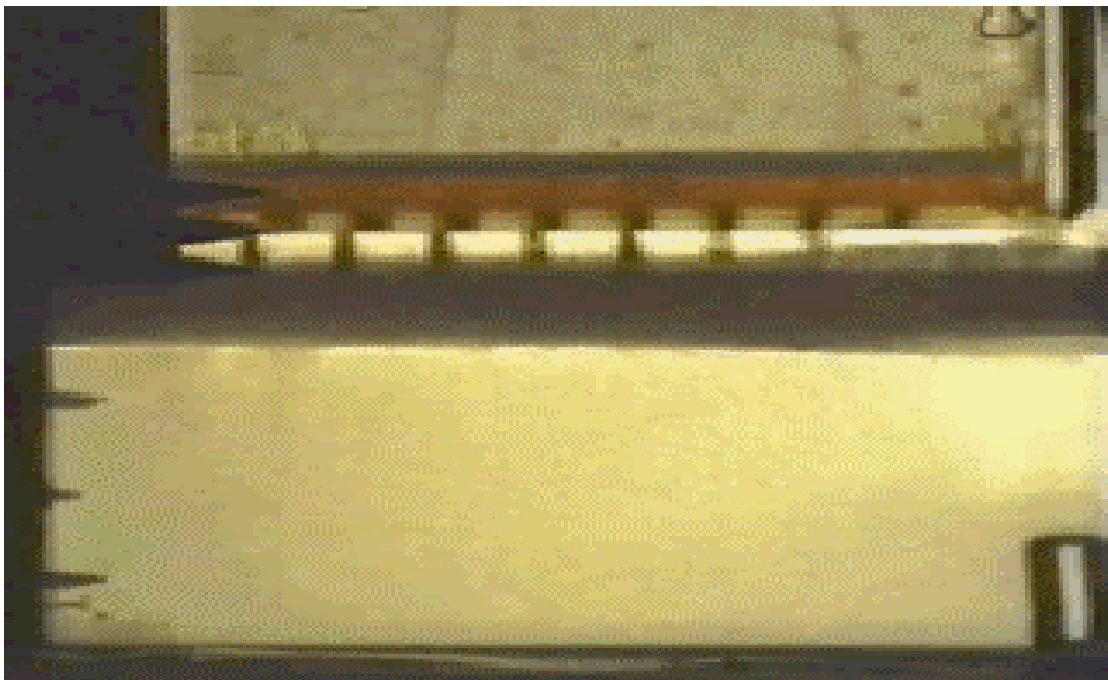


Figura III.49. Fotograma de referencia de un proceso de mezcla turbulenta en el que se muestra el estrato de gel CMC situado encima de la capa ligera así como el sistema de cajas móviles que contienen a la capa densa que se está depositando sobre el gel.

A continuación, se selecciona el denominado fotograma de inicio en el que comienza el desarrollo de los penachos turbulentos, los cuales son numerados de izquierda a derecha por orden de aparición. Entonces se anota la posición del borde

del frente convectivo de los diferentes penachos. Este proceso se realiza con cuantos penachos turbulentos bien definidos se puedan identificar. El tiempo correspondiente a este primer fotograma se considerará como el origen de tiempos ($t_o=0$) al que se referirán el resto de los fotogramas seleccionados para este análisis. Es decir, las medidas temporales de la evolución de los frentes convectivos se refieren a este origen en la forma $(t-t_o)$. La figura III.50 muestra un ejemplo de fotograma de inicio en el que se observa el inicio del crecimiento de algunos penachos turbulentos que son numerados consecutivamente.

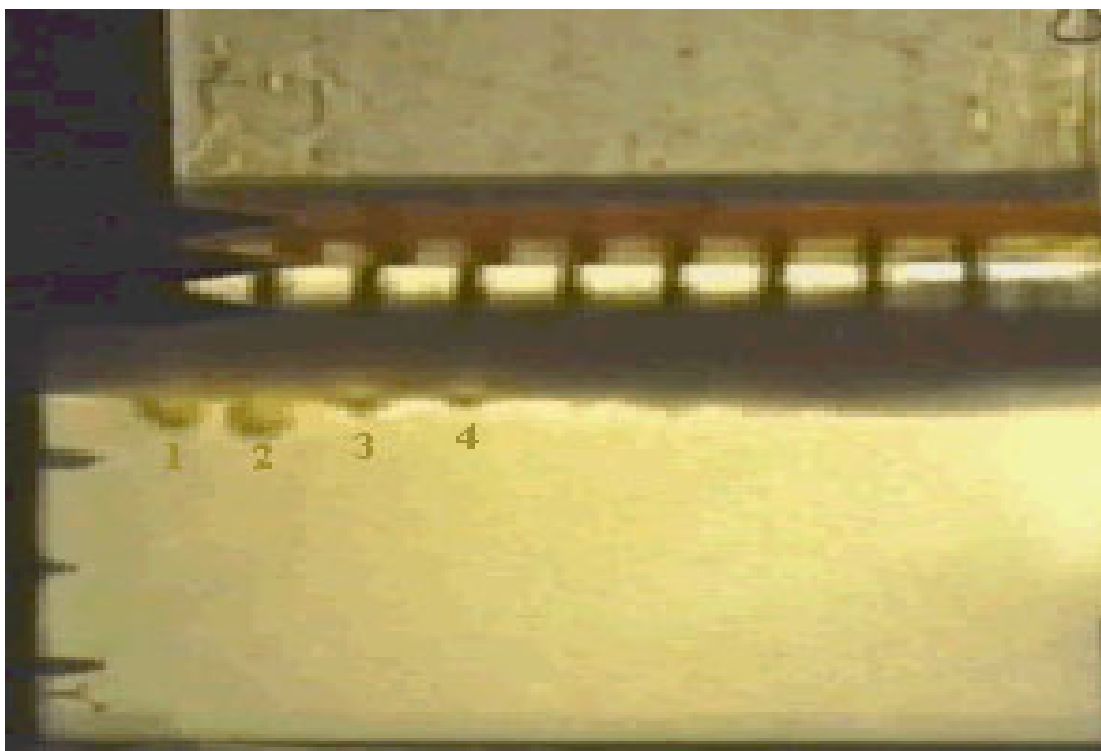


Figura III.50. Fotograma de inicio en el que se observa la aparición de algunos penachos turbulentos que inician su desarrollo.

La distinción existente entre el fotograma de referencia y el fotograma de inicio se describe a continuación. El de referencia es el primer fotograma de la secuencia de digitalización completa y se corresponde con el instante temporal en el que comienza a caer la capa densa sobre el estrato de gel CMC¹. El fotograma de inicio es aquél en el que aparecen los primeros penachos turbulentos y proporciona el origen temporal del análisis del frente convectivo.

Posteriormente se seleccionan sucesivos fotogramas en los que se anota la posición del borde del frente convectivo de los penachos, tanto de los ya

¹ El fotograma de referencia no coincide con la primera imagen grabada con la cámara de video pero se conoce la separación temporal existente respecto de ésta.

identificados como de otros nuevos que puedan surgir, junto con el tiempo del correspondiente fotograma que se habrá de referir al fotograma de inicio. El número de medidas espaciales por penacho depende no sólo del número de fotogramas a analizar sino sobre todo de la existencia perfectamente delimitada del mismo. En cuanto un penacho turbulento empieza a interactuar y mezclarse con los de su entorno, dejan de tomarse medidas de su frente convectivo al dejar éste de ser nítido y perder el penacho su individualidad. En la figura III.51 se muestra el desarrollo de un conjunto de penachos observándose su unión lateral, así como la formación de un frente convectivo común aunque no continuo junto con la aparición de nuevos penachos (6, 7 y 8). Este fotograma es la evolución en el tiempo de la figura III.50. Se observa que los penachos 2 y 3 de la figura III.50 han desaparecido en la figura III.51.

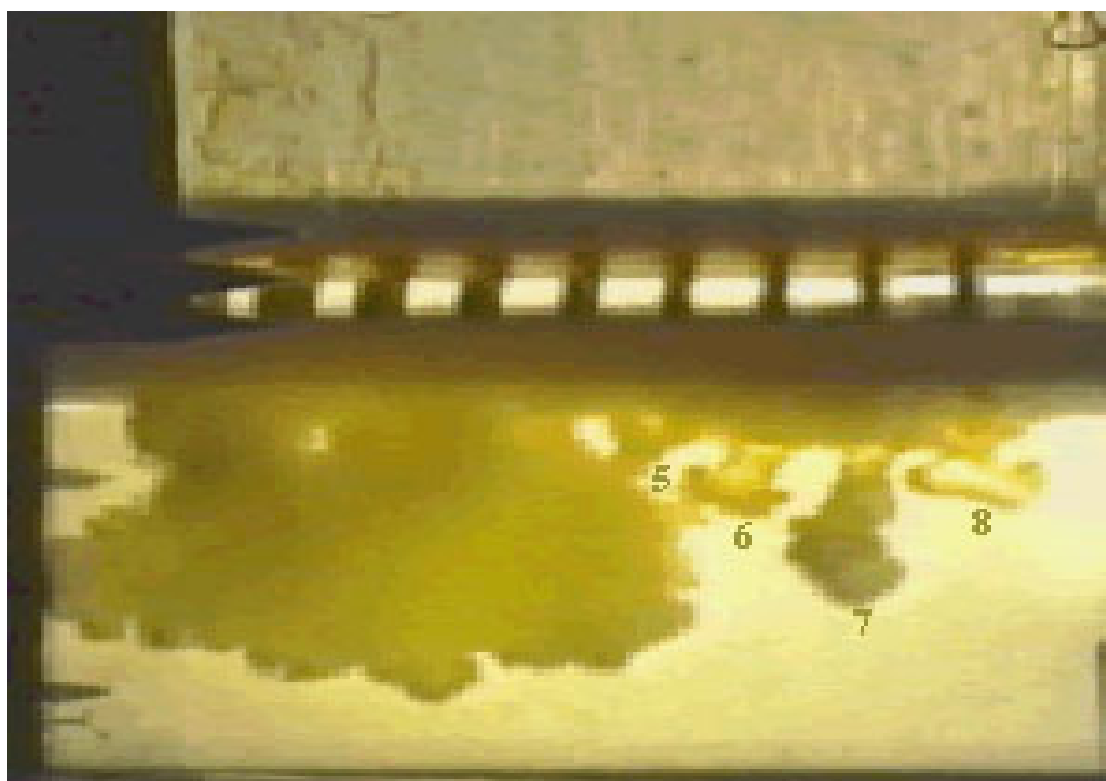


Figura III.51. Evolución temporal posterior de los penachos turbulentos mostrados en la figura III.50. Se observa la interacción lateral entre los penachos.

La siguiente figura III.52 esquematiza gráficamente las características del procedimiento de medida que se acaba de describir. En ella se muestran las magnitudes básicas que se manejan tanto en el proceso de medida como en el análisis posterior de dichas medidas. Dichas magnitudes son la altura total del fotograma L ,

la posición de la interfase inferior del estrato de gel $z_{INFERIOR}$ y la posición del frente convectivo del penacho es δ que son medidas realizadas sobre un fotograma. Por otra parte, el desplazamiento real del frente es z .

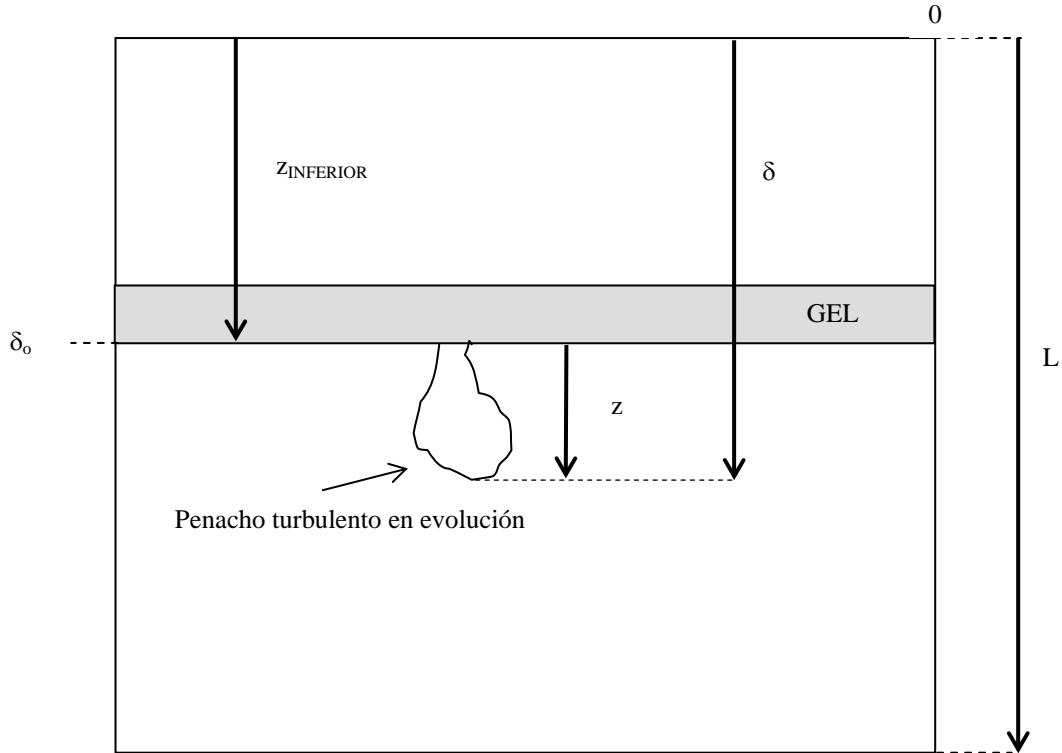


Figura III.52. Esquema gráfico que representa el tipo de medidas realizadas sobre un fotograma a partir de la digitalización.

El otro objetivo que se pretende lograr mediante la digitalización de los videos grabados a los experimentos es el análisis de la evolución temporal de la altura de la capa mezclada h_m que se obtiene al final del proceso de mezcla turbulenta.

El estudio del crecimiento de la altura de la capa mezclada h_m requiere obtener medidas del tiempo y del desplazamiento vertical del espesor de la capa mezclada cuyo valor es la altura h_m . Esto es posible gracias a la digitalización de los videos grabados a los experimentos de mezcla turbulenta que ha sido realizada con la aplicación Adobe Première 5.0.

El análisis del comportamiento temporal de la altura de la capa mezclada se realiza a partir de los fotogramas correspondientes a la etapa final del proceso de

mezcla parcial, es decir, se consideran sólo los últimos segundos de la secuencia de digitalización. Dichos fotogramas muestran la capa mezclada en estado de crecimiento junto con numerosas ondas de gravedad que sufren procesos de ruptura, destacando la intensa microestructura turbulenta existente en esta capa mezclada durante su proceso de formación.

El número de fotogramas implicados en el análisis es variable, dependiendo del tipo de desarrollo que tiene lugar durante el proceso de mezcla, de la duración del mismo y de la separación temporal entre dichos fotogramas. El número de orden de un fotograma dentro de la secuencia de la digitalización nos proporciona el instante temporal al que corresponde.

La medida de la posición vertical del límite superior de la capa mezclada o altura h_m en cada fotograma plantea una serie de problemas que condicionan el procedimiento utilizado. Dicho límite se caracteriza por no ser horizontal – dado que existe un proceso de crecimiento de la capa mezclada - y por ser físicamente continuo. Esto implicaría que es preciso realizar un número infinito de medidas para determinar la posición de este límite y esto no es posible. Dado que las medidas son discretas es preciso elegir en qué puntos del límite superior de la capa mezclada se realizan. Con este fin se dibuja una malla que se superpone a cada uno de los fotogramas en los que se tienen que realizar las medidas de la altura h_m . Esta rejilla está constituida por 10 líneas verticales separadas una distancia de 2 cm y no tiene líneas horizontales. Tras superponer esta rejilla, se buscan sus puntos de intersección con el límite superior de la capa mezclada y se mide el valor de su posición vertical. Puesto que la malla es siempre la misma eso implica que dichos puntos de intersección estarán siempre en la misma posición horizontal. Por tanto, horizontalmente se marcan siempre los mismos puntos separados una distancia constante de 2 cm para todas las digitalizaciones hechas. Por otra parte, la posición vertical variará en función del crecimiento de la capa mezclada y representará la evolución temporal de la altura h_m de la capa mezclada.

La aplicación del procedimiento de medida descrito se inicia por el último fotograma de la secuencia de digitalización, es decir, se procede en el sentido contrario de la evolución temporal. El motivo es la existencia de un mejor contraste y una mejor identificación de los puntos de intersección en el último fotograma en el que la capa mezclada está plenamente constituida y su límite superior es nítido. Este último fotograma de la digitalización muestra la cubeta experimental con el sistema

fluido en su estado final constituido por la capa mezclada separada de la capa ligera que no ha sufrido mezcla por una interfase estable de densidad. Encima de la capa ligera se sitúa el estrato de gel CMC. Además, se observan las sondas de conductividad en sus respectivas posiciones como se muestra en la figura III.53.

Este último fotograma no proporciona el origen de tiempos. El denominado fotograma de referencia anteriormente descrito es el que proporciona dicho origen temporal al que se referirán el resto de los fotogramas utilizados para determinar su tiempo correspondiente.

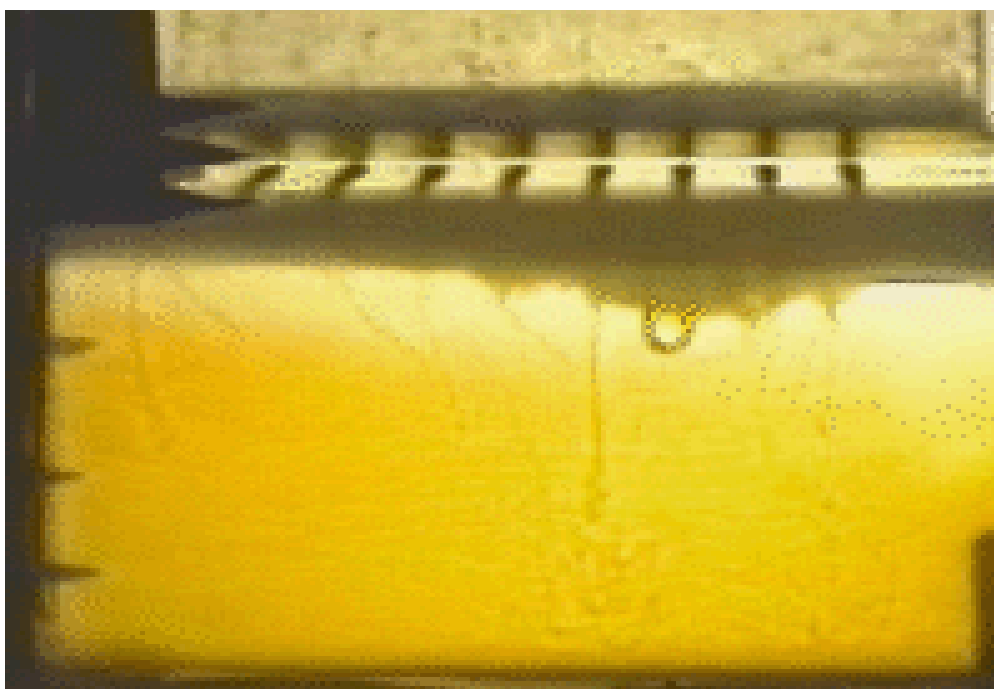


Figura III.53. Último fotograma de la digitalización correspondiente a una prueba experimental realizada con el gel menos viscoso y número de Atwood $A=0.037$. Se observan las sondas de conductividad y se identifican la capa mezclada y la interfase estable de densidad. Prueba 164.

Por tanto, tras la digitalización de un experimento y la obtención de la secuencia temporal correspondiente, se selecciona el último fotograma de la misma y se le superpone la rejilla vertical. Entonces se identifican los puntos de intersección y se numeran de izquierda a derecha. A continuación, se miden sus posiciones verticales y se anota el instante temporal al que corresponden según el proceso de digitalización.

Las medidas de la posición vertical de los puntos de intersección han de referirse a un origen espacial. Los fotogramas proporcionados por el proceso de

digitalización tienen como origen de espacios la parte superior derecha del fotograma como se muestra en la figura III.54. Sin embargo, este origen no es adecuado para determinar la posición de la altura de la capa mezclada h_M dado su significado físico, siendo más natural situar el origen de espacios en la parte inferior del fotograma que se corresponde con el fondo de la cubeta experimental. Dado que ambos orígenes espaciales no coinciden, es preciso realizar una transformación consistente en restar a la altura total del fotograma L la medida obtenida para la posición vertical del límite superior de la capa mezclada como se aclara en la figura III.54. El resultado de dicha diferencia es la altura h_M referida a su origen espacial situado en el fondo de la cubeta experimental.

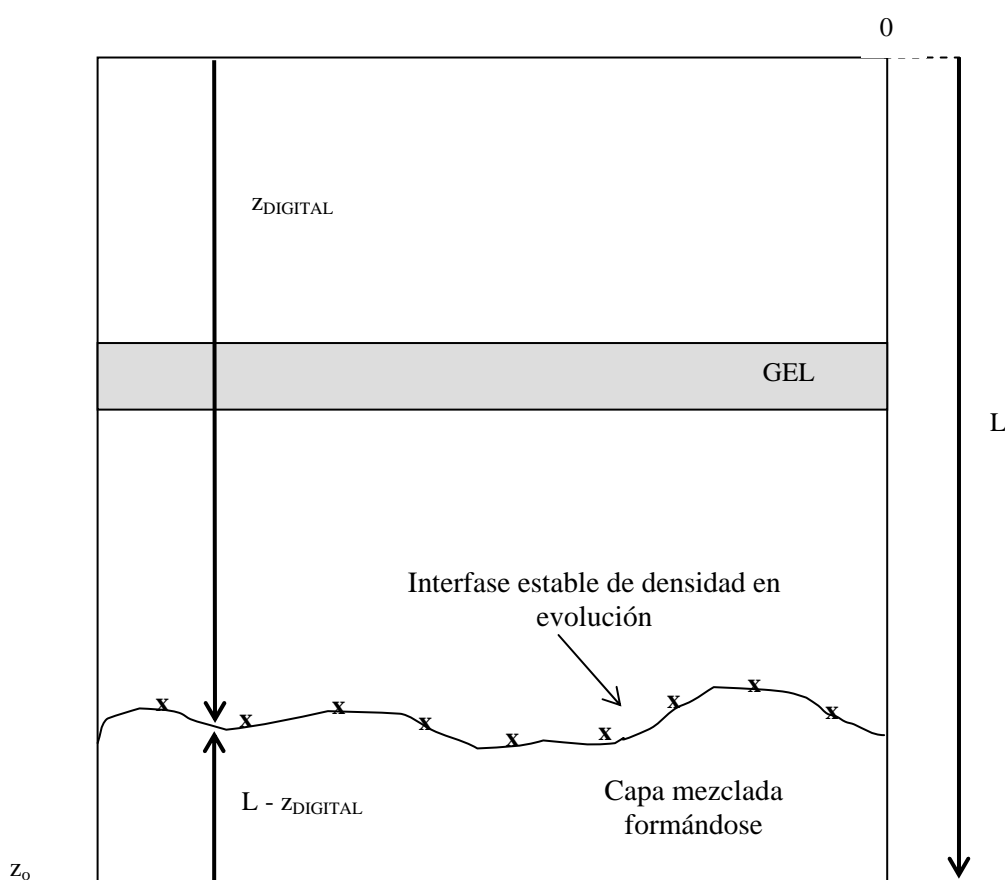


Figura III.54. Representación esquemática de un fotograma correspondiente a un estado intermedio del proceso de mezcla parcial. Se indica el origen espacial que impone la digitalización (0) y el origen de alturas seleccionado para medir la posición de la interfase estable de densidad (z_0). La altura total del fotograma es L y $z_{DIGITAL}$ es la medida dada por la digitalización de la posición vertical de la interfase estable de densidad. Entonces, $L - z_{DIGITAL}$ es la altura física de la capa mezclada en formación.

A continuación, se selecciona el penúltimo fotograma aplicando el mismo procedimiento, es decir, se anota la posición vertical de los mismos puntos de

intersección junto con el tiempo del correspondiente fotograma -referido al del fotograma de referencia-. Y así se procede sucesivamente yendo hacia atrás en el tiempo hasta alcanzar un fotograma en el que se hacen las últimas medidas y cuya elección se realiza en función del grado de nitidez de la capa mezclada cuya altura se desea conocer.

El número de medidas espaciales de la altura de la capa mezclada h_M es de 10 siendo el mismo para cada fotograma analizado, es decir, para cada instante del tiempo elegido. Esto permite realizar un promedio de estos 10 valores que suministra el valor medio de la altura h_m en el instante temporal correspondiente al fotograma analizado. De esta forma, se obtiene la evolución temporal promedio de la posición de la capa mezclada.

III.4 TIPOS DE ANÁLISIS

Los estudios realizados a partir de los datos experimentales del proceso de mezcla turbulenta generado en el laboratorio se clasifican en dos grupos. El primero corresponde a los estudios globales sobre dicho proceso de mezcla. El segundo grupo hace referencia a estudios sobre la evolución temporal del proceso de mezcla. A continuación, se describen brevemente las características de cada uno de estos dos tipos de estudios.

El análisis global del proceso de mezcla turbulenta considera exclusivamente la situación inicial de partida, representada por la capa ligera, el estrato de gel CMC y la capa densa constituyendo un sistema fluido inestable (figura III.23), y la situación final resultante tras la mezcla que está caracterizada por la aparición de una capa mezclada (figura III.23). Este tipo de estudio no considera los pasos intermedios que constituyen dicho proceso de mezcla ni los fenómenos fluidos asociados. El estudio global de la mezcla tiene como principal objetivo analizar la eficiencia de mezcla y la altura final de la capa mezclada resultante del proceso. El procedimiento experimental necesario para la obtención de los datos en los que se basa el estudio global es el descrito en el apartado III.2.3 del presente capítulo.

El análisis de la evolución temporal del proceso de mezcla tiene como objetivo estudiar el comportamiento en el tiempo de la densidad y permite conocer los perfiles de densidad en un instante intermedio del proceso de mezcla turbulenta a diferencia del análisis global. Por ello, se realiza un análisis más minucioso de la mezcla entre los fluidos y se tienen en cuenta los efectos producidos por los fenómenos fluidos que se desarrollan durante la mezcla turbulenta. El procedimiento experimental necesario para obtener los datos que utiliza el estudio sobre la evolución temporal del proceso de mezcla es el mismo que el empleado para el estudio global, es decir, el procedimiento descrito en el apartado III.2.3. No obstante, existen otros procedimientos para la consecución de este mismo fin en los que se utilizan montajes experimentales distintos con otros instrumentos adicionales. Entre ellos destaca por su manejabilidad y por sus resultados el *posicionador de sonda móvil* que es un dispositivo que mueve verticalmente una sonda de conductividad por succión y hace que recorra a cierta velocidad la altura del sistema fluido obteniendo los perfiles verticales de densidad (Yagüe, 1992). Los motivos de la no elección de

este utensilio en el presente trabajo es la falta de medios materiales para su construcción por lo que se ha optado por un procedimiento de tipo algorítmico para la obtención de los perfiles de densidad a partir de los datos experimentales de potencial.

CAPÍTULO IV

DESCRIPCIÓN CUALITATIVA DE LOS PROCESOS DE MEZCLA PARCIAL TURBULENTA

IV.1 DESCRIPCIÓN DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL CORRESPONDIENTE A UNA DISTRIBUCIÓN INESTABLE DE DENSIDAD

El desarrollo del proceso de mezcla parcial correspondiente a experimentos realizados con una distribución inicial de densidad que es inestable se describe cualitativamente en este apartado. La identificación y descripción de los diversos fenómenos fluidos que se generan en este proceso de mezcla se fundamenta en los resultados cualitativos obtenidos por medio de la observación del experimento que se ha realizado mediante su visualización directa – fluorescencia inducida por luz - y también mediante la técnica de “*shadowgraph*”. Para facilitar la observación de los experimentos todos han sido grabados con una cámara de video, y posteriormente se han digitalizado.

Según el procedimiento experimental descrito en el apartado III.2.3, una vez que la capa fluida ligera y el estrato de gel CMC han sido colocados en la cubeta experimental, se sitúa en su interior el sistema de cajas móviles inicialmente en posición cerrada (figura III.20(a)) y se introduce en el mismo la capa densa. A continuación, el sistema de cajas se pone en la posición abierta (figura III.20(b)) y comienza la deposición local de la capa densa sobre el estrato de gel, según se muestra en el siguiente fotograma.

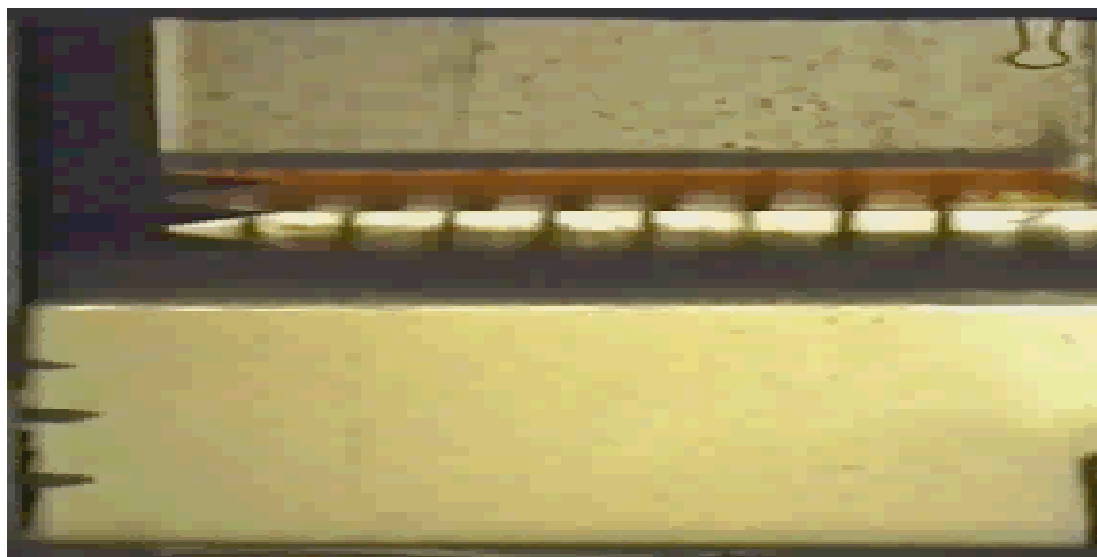


Figura IV.1. Inicio de un experimento de mezcla turbulenta con una distribución inestable de densidad. Se distinguen la capa ligera situada en la parte inferior de la cubeta experimental y el estrato de gel CMC situado encima de dicha capa. Se observa la deposición de la capa densa por medio de diversos *chorros*.

El proceso de penetración de la capa densa a través del estrato de gel está influido de forma determinante por la viscosidad del gel ν_G y tiene una duración temporal del orden de 0.04 segundos – aunque puede ser mayor para el gel más viscoso-. Durante este proceso tiene lugar una reducción de la velocidad, luego de la energía cinética, de los jets entrantes por efecto de la fricción viscosa con el gel, fenómeno que será analizado en el apartado V.3.4.

La interacción entre la capa densa y el gel durante el proceso de penetración da lugar a dos comportamientos claramente diferenciados en función de la viscosidad de gel μ_G que pasamos a describir. Si la viscosidad del gel μ_G es grande tiene lugar la formación de una o varias estructuras que denominamos *protuberancias* de gel que son consecuencia de la deformación del volumen del gel al recibir a la capa densa puesto que su tensión superficial debida a su viscosidad es suficiente como para contrarrestar la energía de la capa densa y detenerla momentáneamente. Las protuberancias pueden presentarse aisladas o con penachos turbulentos independientes. La protuberancia de gel crece lentamente al irse llenando del fluido de la capa densa según éste se deposita. Una vez que se supera el efecto de la tensión superficial, la protuberancia estalla liberando el fluido que contenía por medio de algunos penachos turbulentos con distintas inclinaciones respecto de la vertical. De esta forma, la capa densa entra en contacto con la capa ligera.

La figura IV.2(a) corresponde al inicio de un experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel más viscoso y número de Atwood $A=0.130$. Se observan los chorros de capa densa introduciéndose en el estrato de gel. Se marca el nivel hipotético en el que podría situarse la capa densa. La figura IV.2(b), correspondiente al instante $t=0.60$ s, muestra el inicio de dos protuberancias en el interior del estrato de gel, marcándose la situación aproximada de la capa densa en el interior de dicho estrato. La figura IV.2(c), correspondiente al instante $t=1.01$ s, muestra el desarrollo posterior de una de las protuberancias, mientras que la otra ha sufrido la ruptura generándose un penacho turbulento que posibilita el paso de la capa densa y su interacción con la ligera. Se sigue marcando la presencia de la capa densa. Finalmente, la figura IV.2(d), correspondiente al instante $t=1.61$ s, muestra que la protuberancia que aún no había roto se une a la más desarrollada debido a un desplazamiento de la capa densa retenida hacia el lugar por el que fluye hacia el exterior del estrato de gel. Se aprecia la incipiente formación de nuevas penachos turbulentos que romperán la protuberancia por otros puntos.

Los fenómenos fluidos hasta ahora mencionados, es decir, las protuberancias en el estrato de gel y los penachos turbulentos, no son excluyentes como demuestra el conjunto de fotogramas de la figura IV.3. Los penachos pueden tener dos orígenes: pueden generarse como consecuencia de la ruptura de una protuberancia de gel como acabamos de describir, o bien pueden generarse como primer fenómeno fluido al atravesar directamente la capa densa un estrato de gel con menor viscosidad.

La figura IV.3(a), correspondiente al tiempo $t=0.32$ segundos, muestra el inicio de un experimento de mezcla turbulenta en el que se observa la formación incipiente de algunos penachos turbulentos independientemente del inicio de una ligera deformación en el estrato de gel que formará posteriormente una protuberancia. Se marca el nivel hipotético en el que podría situarse la capa densa. La figura IV.3(b), correspondiente al tiempo $t=0.64$ segundos, muestra el desarrollo simultáneo de los penachos e independientemente el crecimiento de la protuberancia de gel, marcándose la situación aproximada de la capa densa en el interior del estrato de gel. La figura IV.3(c), correspondiente al tiempo $t=1.00$ segundos, muestra una evolución plena de los penachos turbulentos que empiezan a perder su individualidad como consecuencia de la interacción lateral existente entre los mismos. Además, se observa que la protuberancia tiene mayor volumen y se ha iniciado su ruptura mediante la generación de otro penacho turbulento mucho menos desarrollado que los anteriores. La figura IV.3(d), asociada al instante $t=3.32$ segundos, corresponde a un estado bastante avanzado en la evolución del proceso. Se observa que los penachos turbulentos que se formaron desde el primer momento han desaparecido como tales y en su lugar tenemos una masa fluida con una notable turbulencia con microestructura fina en la que está teniendo lugar la mezcla. Por otra parte, se observa claramente que la protuberancia de gel está decreciendo y que surgen de ella varios penachos que favorecen su ruptura y desaparición posterior.

Por el contrario, si la viscosidad del gel CMC es pequeña tiene lugar predominantemente la formación simultánea y en distintos puntos de varios penachos turbulentos forzados constituidos por el fluido de la capa densa (apartado II.4.3.1), como se muestra en la secuencia de fotogramas de la figura IV.4. La figura IV.4(a), asociada al instante $t=0.24$ segundos, muestra cómo aparecen varios penachos independientes en distintos puntos del sistema fluido. La figura IV.4(b), correspondiente al instante $t=0.32$ segundos, muestra el inicio del desarrollo vertical de los mencionados penachos. La figura IV.4(c), asociada al instante $t=0.52$

segundos, muestra que conforme se desarrollan los penachos éstos entran en contacto con la capa ligera y se genera el proceso de mezcla entre los fluidos presentes. Además, el crecimiento de estos penachos dispuestos en una pequeña extensión implica su interacción lateral como consecuencia de que su desarrollo necesita del fluido de la capa ligera cuyo volumen es finito. La figura IV.4(d), asociada al instante $t=0.64$ segundos, corresponde a una situación de interacción lateral generalizada entre los penachos turbulentos que, como tales, han perdido su individualidad. Como consecuencia, aparece un frente convectivo único, que se extiende aproximadamente en toda el área de la cubeta experimental y que presenta numerosas inhomogeneidades en el sentido de que no es horizontal.

Por tanto, se concluye que al disminuir la viscosidad del gel CMC la probabilidad de que inicialmente se formen protuberancias de gel disminuye y aumenta la probabilidad de generación de penachos turbulentos independientes en varios puntos a lo largo de la extensión de la cubeta experimental.

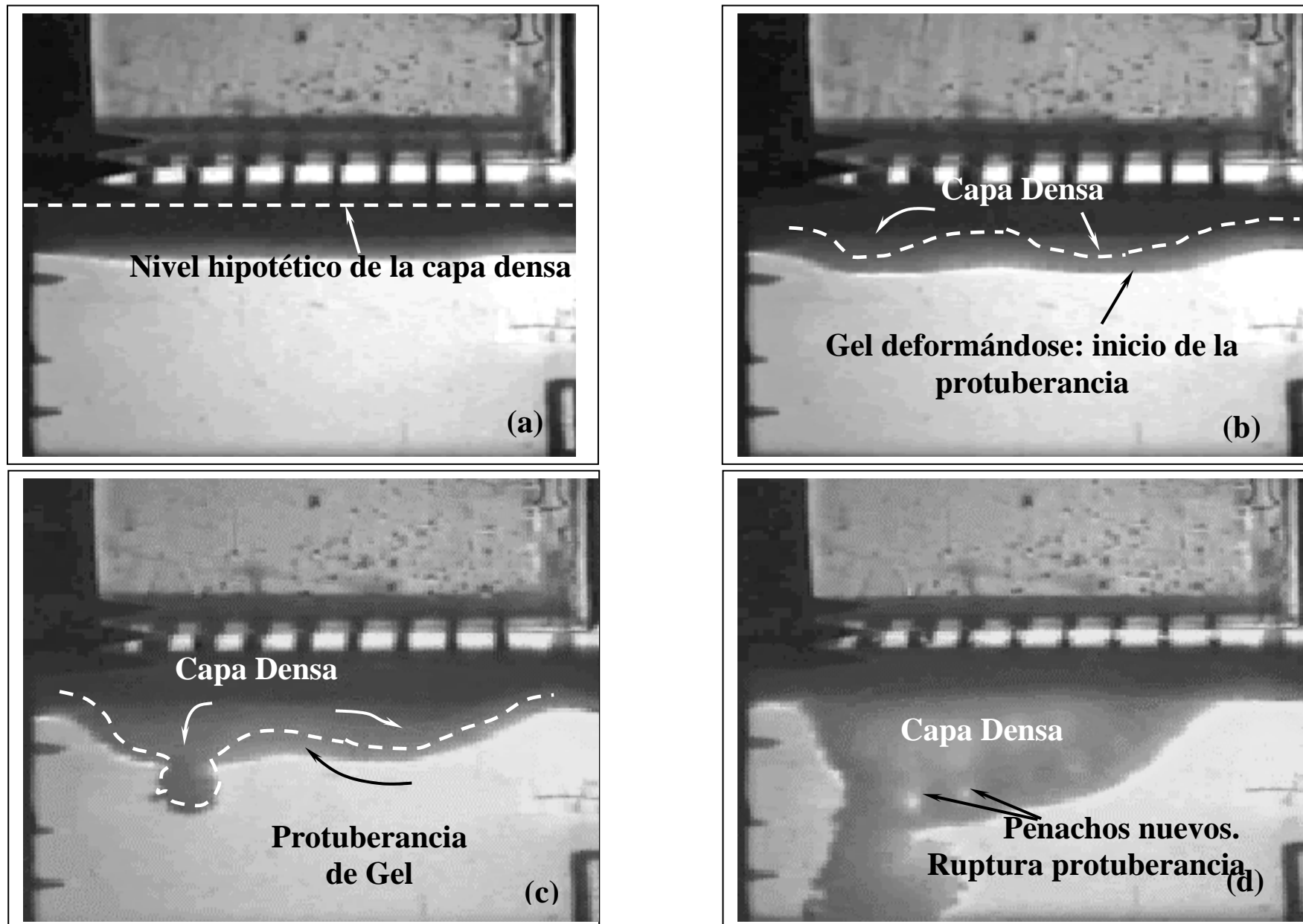


Figura IV.2. Evolución temporal de un proceso de mezcla parcial realizado con el gel más viscoso y número de Atwood $A=0.130$.

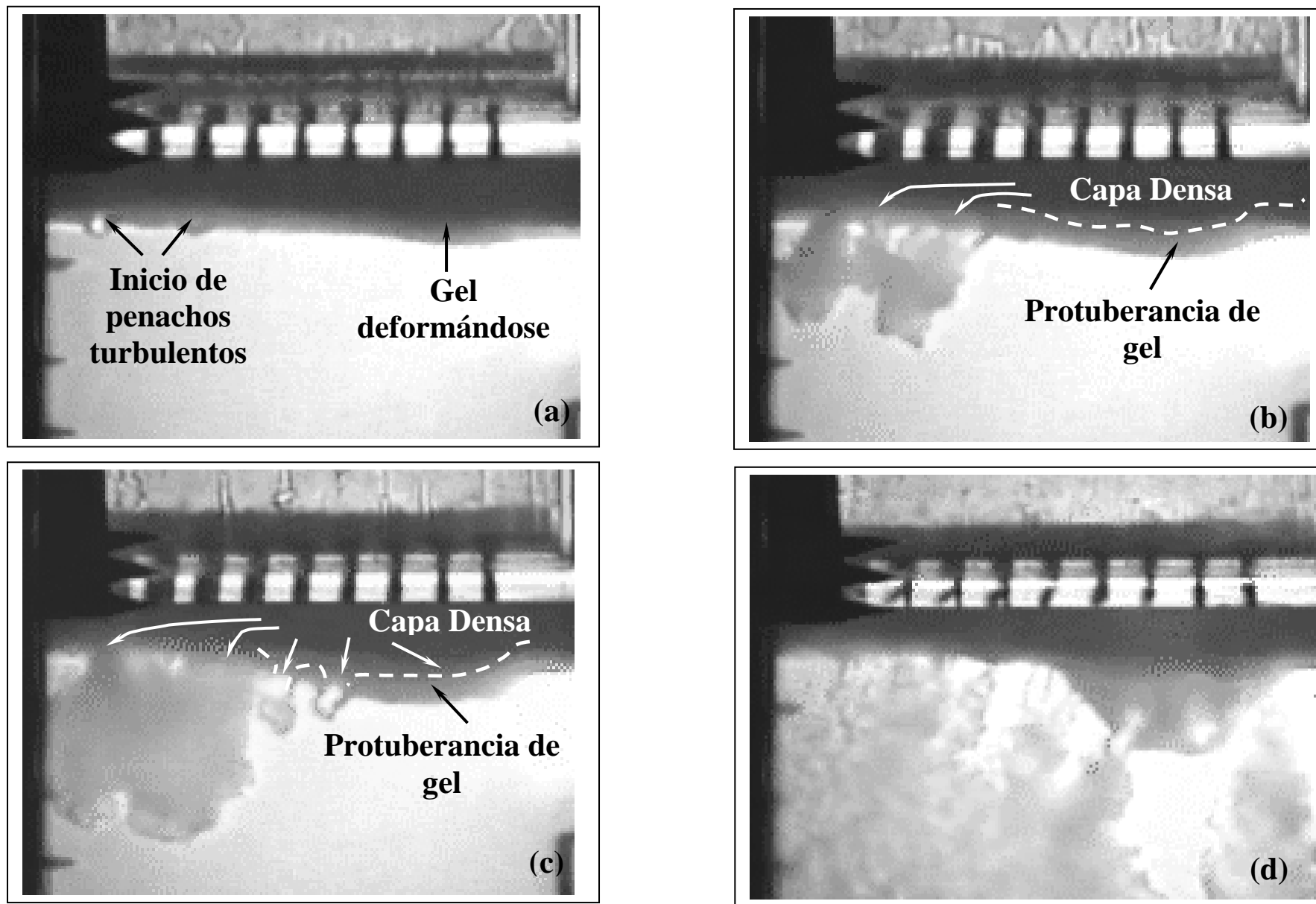


Figura IV.3. Evolución temporal de un proceso de mezcla parcial realizado con el gel menos viscoso y número de Atwood $A=0.037$.

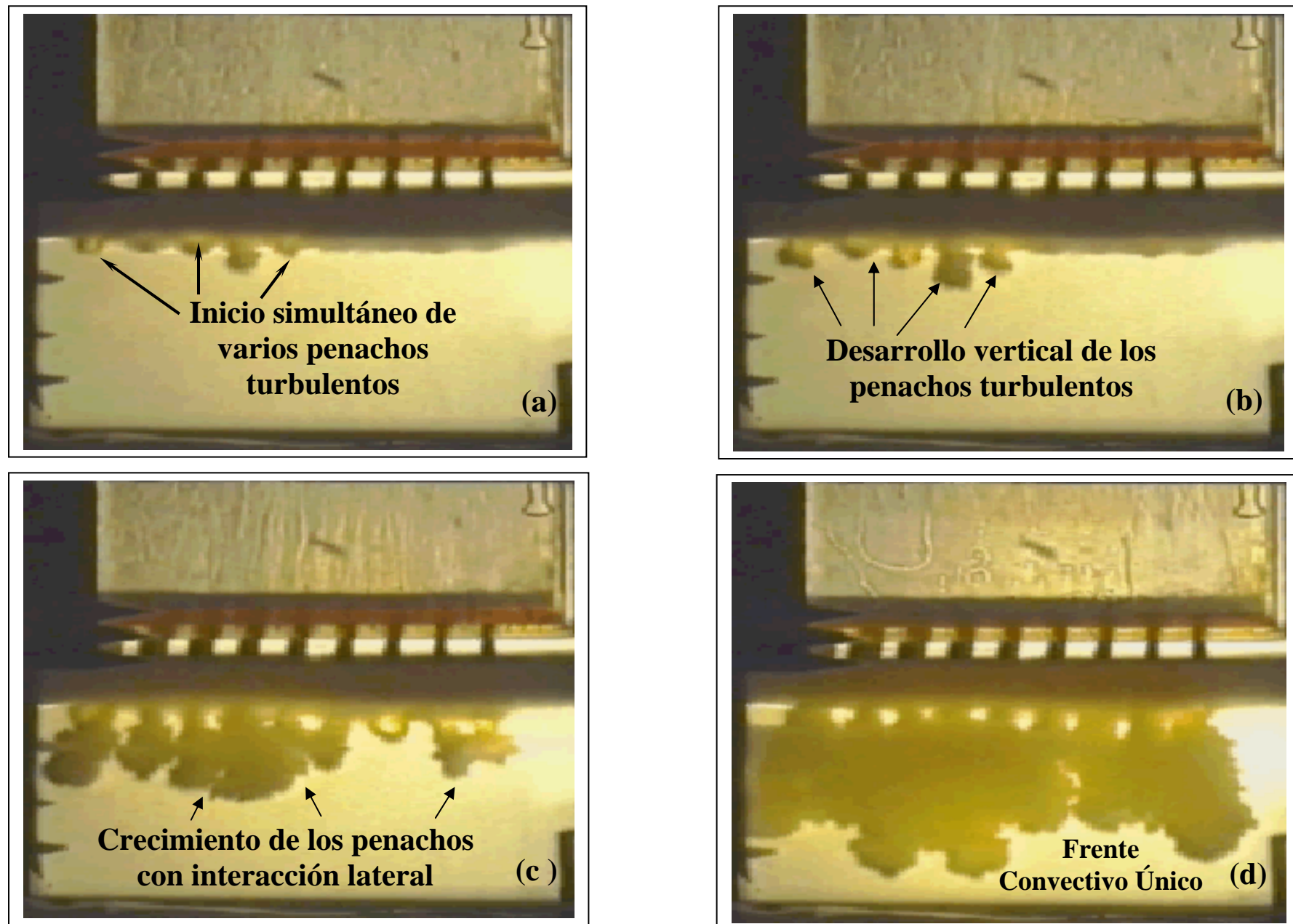


Figura IV.4. Evolución temporal de un proceso de mezcla parcial realizado con el gel menos viscoso y número de Atwood $A=0.130$.

Una vez que la capa densa ha atravesado el estrato de gel CMC, los procesos que tienen lugar a partir de este momento dependen del número de Atwood A . Este parámetro adimensional representa la flotabilidad inicial existente en el sistema fluido como consecuencia de la diferencia de densidad entre los fluidos constituyentes del mismo. Cuanto mayor sea el valor de este parámetro, más grande será la intensidad de la flotabilidad, mayor su efecto y mayor la mezcla. La serie de fotogramas correspondientes a las figuras IV.17 a IV.22 muestra la evolución temporal de diferentes procesos de mezcla turbulenta correspondientes a distintas condiciones experimentales iniciales. La modificación de estas condiciones se realiza variando el número de Atwood, es decir, las distribuciones de densidad, que son todas ellas inestables, y la viscosidad del gel CMC usado. Estas series de fotogramas permiten apreciar cualitativamente las diferencias de comportamiento existentes debidas a la influencia de la viscosidad del gel CMC y del número de Atwood. El comportamiento descrito en el caso de que la viscosidad del gel sea grande, es decir, la generación y desarrollo de protuberancias se muestra en la serie de fotogramas asociados a las figuras IV.20 a IV.22 con valores del número de Atwood A entre 0.014 y 0.130. Si la viscosidad del gel es pequeña, el comportamiento correspondiente, es decir, la generación casi exclusiva de penachos turbulentos, se muestra en la serie de fotogramas correspondientes a las figuras IV.17 a IV.20 con valores del número de Atwood A entre 0.019 y 0.134.

Al final del presente apartado se muestran las fotografías en las que se observan las evoluciones temporales correspondientes a los procesos de mezcla turbulenta asociados a las condiciones experimentales mencionadas. La serie de fotogramas de la figura IV.17 muestra un proceso de mezcla parcial con visualización directa –los colores son naturales-. La serie de fotogramas de la figura IV.18 muestra un proceso de mezcla parcial visualizado con la técnica del *shadowgraph* y colores naturales. El resto de las figuras, desde la IV.19 hasta la IV.22, muestran fotogramas correspondientes a procesos de mezcla turbulenta realizados con *shadowgraph* y mostrados en escala de grises.

Tras el proceso de penetración de la disolución densa a través del estrato de gel CMC y su contacto con la disolución ligera, se desarrolla el proceso de mezcla propiamente dicho. Este proceso puede esquematizarse suponiendo que está constituido por tres etapas: inicial, intermedia y final.

La etapa inicial es aquélla en la que tiene lugar o bien la formación y el

desarrollo inicial de los penachos turbulentos cuya descripción teórica se ha realizado en el apartado II.4.3.1, o bien, la formación y desarrollo de algunas protuberancias de gel. Por tanto, si el gel es poco viscoso esta etapa se extiende desde el primer contacto entre la capa densa y la ligera (fotogramas de las figuras IV.17(2) a IV.17(5)) hasta que los penachos comienzan a interaccionar lateralmente entre si (fotogramas de las figuras IV.17(5) a IV.17(7)).

Si el gel es muy viscoso esta etapa inicial se extiende desde el inicio de la formación de la protuberancia y hasta que se observa la parte frontal de los penachos que romperán dicha protuberancia. En la siguiente serie de fotografías se puede observar claramente la formación de una protuberancia y cómo la capa densa queda retenida en el interior del gel formando dicha estructura (figuras IV.5 y IV.6). Finalmente, se observa cómo la protuberancia es rota mediante la aparición de un penacho turbulento de capa densa (figura IV.7).

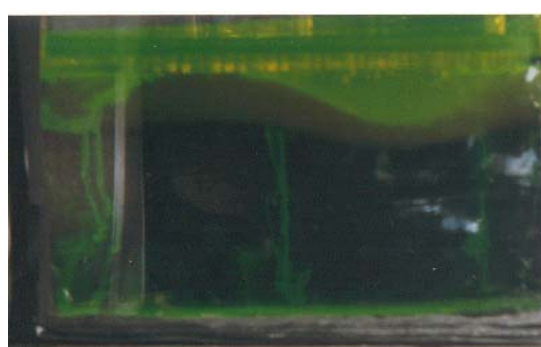
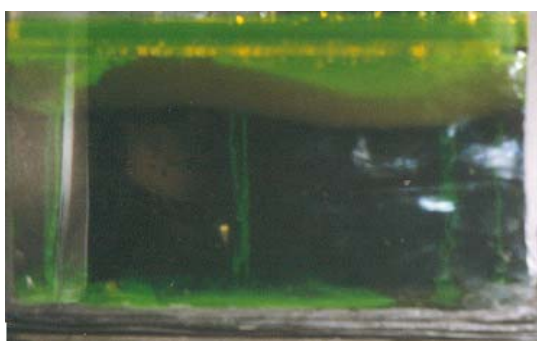


Figura IV.5. Inicio de la deformación del estrato de gel CMC debido a la deposición de la capa densa. Figura IV.6. Formación de la protuberancia de gel CMC con la capa densa retenida en su interior.

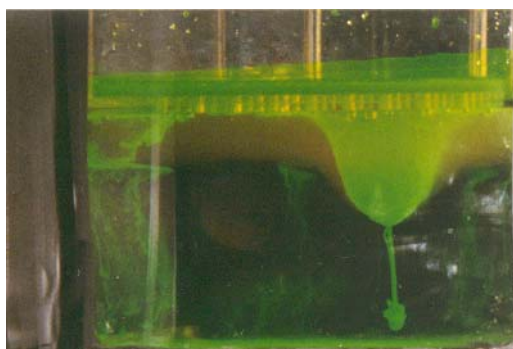


Figura IV.7. Rotura de la protuberancia de gel CMC mediante un penacho escasamente turbulento (número de Reynolds pequeño).

Es destacable que como consecuencia de la interacción entre los penachos aparece un proceso de unión lateral entre los mismos de forma tal que algunos de ellos pierden su individualidad (fotogramas de las figuras IV.18(3) a IV.18(9)) hasta llegar a constituir un frente convectivo único (fotogramas de las figuras IV.18(8) a

IV.18(10)). El fundamento físico de esta situación es la lucha por el fluido ambiente, que es la capa ligera, del que se alimenta el penacho para seguir desarrollándose.

Los penachos turbulentos producen dos efectos fundamentales. El primero es producido por su velocidad de descenso que genera un movimiento ascensional de recirculación en el fluido más ligero con lo que se favorece la mezcla. El segundo efecto es el *entrainment* o *entrañamiento* lateral que consiste en el movimiento del fluido ligero hacia los bordes o laterales de los penachos, la absorción a través suyo y la posterior mezcla en el interior del penacho quedando así incorporando al mismo y contribuyendo a su crecimiento (apartado II.4.3.1).

La etapa intermedia del proceso de mezcla se caracteriza por el desarrollo de la mezcla turbulenta propiamente a partir de la evolución de los penachos turbulentos, tanto los generados directamente – caso del gel menos viscoso – como los que aparecen como consecuencia de la ruptura de las protuberancias de gel – caso del gel más viscoso -. El desarrollo de la mezcla está basado en varios fenómenos que pasamos a describir. Los penachos turbulentos se desarrollan por completo en la dirección vertical hasta donde les permiten los contornos físicos de la cubeta experimental (fotogramas correspondientes a las figuras IV.17(2) a IV.17(9)) manteniéndose a la vez la interacción lateral entre los mismos. Una vez que los penachos alcanzan el fondo del recipiente experimental se inicia por la parte posterior de dicha cubeta la formación de una corriente de gravedad sobre superficie horizontal como muestran los fotogramas de las figuras IV.8 a IV.16 en vista frontal.

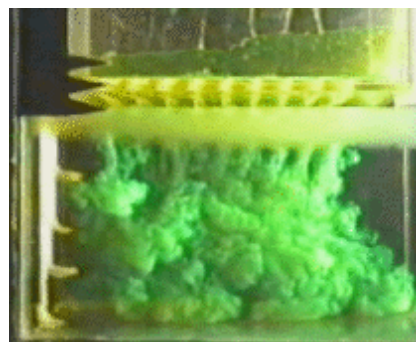
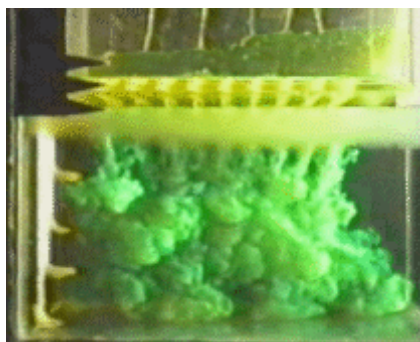
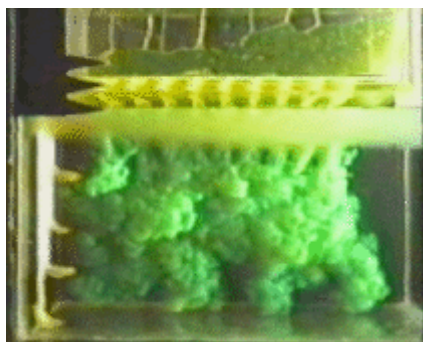


Figura IV.8. Los penachos turbulentos, desarrollados e interaccionando, se acercan al fondo de la cubeta experimental.

Figura IV.9. Los penachos turbulentos desarrollados e interaccionando, se toman contacto con el fondo de la cubeta experimental.

Figura IV.10. Los penachos turbulentos comienzan a expandirse sobre el fondo de la cubeta experimental según van llegando.

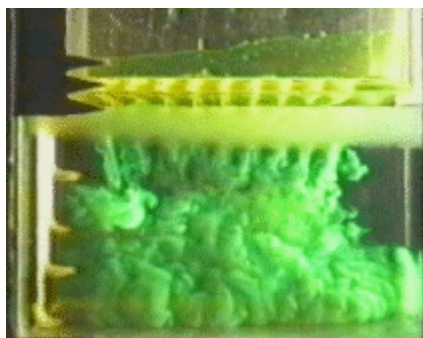


Figura IV.11. La mayoría de los penachos han alcanzado el fondo de la cubeta experimental y se inicia el frente de la corriente de gravedad.

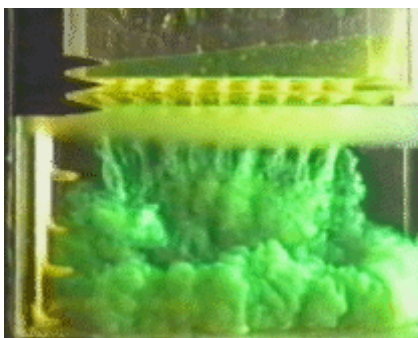


Figura IV.12. La corriente de gravedad se desarrolla y avanza horizontalmente por el fondo de la cubeta experimental ocupando cada vez mayor parte de la capa ligera.

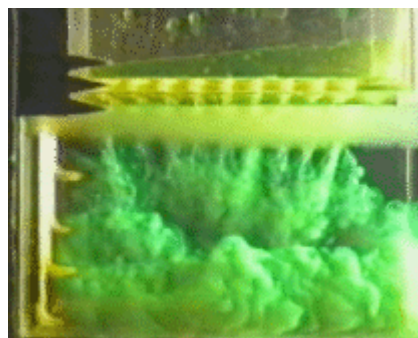


Figura IV.13. El avance de la corriente de gravedad hace que se extienda por todo el fondo de la cubeta experimental.

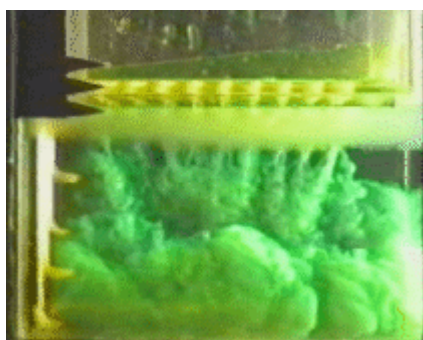


Figura IV.14. La corriente de gravedad alcanza la parte frontal de la cubeta experimental y comienza a chocar contra ella.

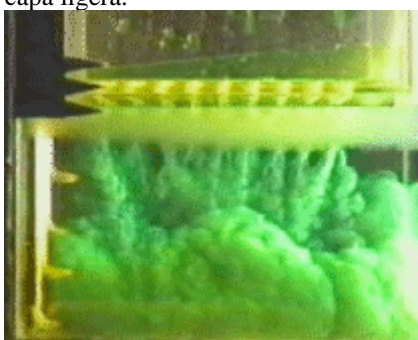


Figura IV.15. La corriente de gravedad rebota tras haber alcanzado la parte frontal de la cubeta experimental, y se le impide desplazarse horizontalmente.

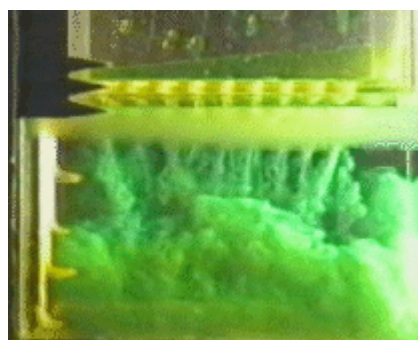


Figura IV.16. La corriente de gravedad, como consecuencia del rebote con la parte frontal de la cubeta, no se desarrolla como tal.

La aparición de este fenómeno fluido es consecuencia de dos características del montaje experimental. La primera es la presencia de los contornos físicos del recipiente que contiene al sistema fluido y es una característica propia de todo experimento en mecánica de fluidos. La segunda es la velocidad finita de retirada del plástico interpuesto entre los fondos de las cajas constituyentes del sistema de cajas móviles. Siendo estos dos factores importantes, hay que destacar la influencia decisiva del segundo que provoca que la capa densa no atraviese simultáneamente todos los orificios de salida del sistema de cajas, sino que según se muestra en la figura III.20, el fluido más denso sale antes a través de aquellas filas de orificios que son descubiertas por el plástico en primer lugar (las filas 1 y 2 de la figura III.20(b)). Por tanto, existe un pequeño desfase temporal en la aparición de los penachos turbulentos que dependerá del tiempo que se tarda en retirar la lámina de plástico y que es menor de 3 segundos. Hay que destacar que la presencia de la corriente de gravedad horizontal, siendo importante para el proceso de mezcla global, es una

consecuencia, quizás no deseable, del procedimiento experimental utilizado para la deposición de la capa densa (apartado III.2.3), siendo importante en la microfísica del fenómeno. La velocidad finita de retirada del plástico $V_{plástico}$ es decisiva para su aparición.

Tras su formación, la corriente de gravedad avanza y se desarrolla por el fondo de la cubeta experimental, teniendo lugar este proceso simultáneamente con los anteriormente descritos. Conforme la corriente de gravedad se desarrolla y se extiende por la cubeta experimental tiene lugar su interacción con los penachos turbulentos en plena evolución (figuras IV.10 a IV.15). La extensión horizontal de la corriente de gravedad constituye el sustrato en el que se formará la futura interfase estable de densidad, que es la característica distintiva de la etapa final del proceso de mezcla (figura IV.16). Esta interfase se empieza a vislumbrar durante la fase intermedia (figuras IV.17(15), IV.18(13), IV.19(19), IV.20(14), IV.21(14) y IV.22(16)).

Se concluye que la presencia de los distintos fenómenos descritos - los penachos turbulentos desarrollados, el *entrañamiento* lateral convectivo por ellos generados y la interacción con la corriente de gravedad - producen el proceso de mezcla turbulenta en el seno de la capa ligera. La combinación de estos fenómenos genera turbulencia con una notable microestructura fina (fotogramas de las figuras IV.18(17), IV.19(20), IV.20(20), IV.21(16)). Al transcurrir el tiempo y desarrollarse este conjunto de fenómenos constituyentes del proceso de mezcla, la diferencia de densidad entre las distintas capas fluidas disminuye, la microestructura turbulenta decae y el proceso de mezcla entra en su etapa final. Esto permite observar la formación incipiente de la interfase estable de densidad que cada vez se muestra con mayor nitidez y eleva su posición (fotogramas de las figuras IV.17(19), IV.19(21), IV.20(21), IV.21(17), IV.22(18)).

La etapa final del proceso de mezcla se caracteriza por la formación definitiva de la interfase estable de densidad que separa la capa mezclada del resto de la capa ligera que no ha participado en el proceso de mezcla (figuras IV.17(21), IV.18(20), IV.19(23), IV.20(22), IV.21(18) y IV.22(20)). El efecto de la presencia de la interfase estable será abordado muy brevemente en el apartado IV.1.2 aplicando algunos de los numerosos resultados existentes sobre comportamiento de interfases estables y mezcla a través suyo (Yagüe, 1992). Una vez que la interfase estable de densidad aparece, empieza a ser recorrida por ondas internas que se amortiguan con

el tiempo. Se supone que no existe ruptura de las ondas que recorren la interfase estable. Dicha ruptura produciría un mecanismo adicional de mezcla que, por tanto, descartamos.

Un experimento de mezcla turbulenta se da por concluido cuando la microestructura turbulenta ha decaído lo suficiente como para no ser visible mediante la técnica del *shadowgraph* y la interfase estable está aceptablemente definida. Tras analizar todas las pruebas experimentales realizadas se deduce que el tiempo de grabación correspondiente varía entre los 5 y los 10 minutos, donde éste último límite corresponde al tiempo de grabación de un experimento realizado con el gel más denso y el número de Atwood menor, condiciones que dan lugar al proceso de mezcla más lento observado. En principio, no se ha esperado a que las ondas internas se amortigüen por completo para finalizar tanto la grabación en video como el registro de los datos de potencial.

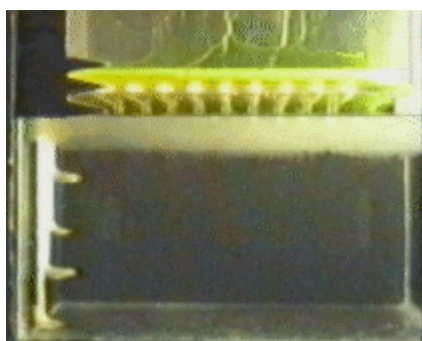


Figura IV.17(1). Sistema fluido experimental con una distribución de densidad inestable ($t= 0$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

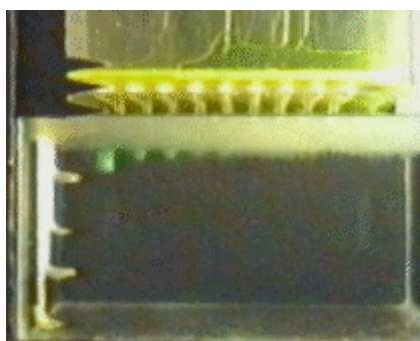


Figura IV.17(2). Penachos turbulentos incipientes que surfen tras atravesar el estrato de gel que apenas se deforma ($t= 0.2$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

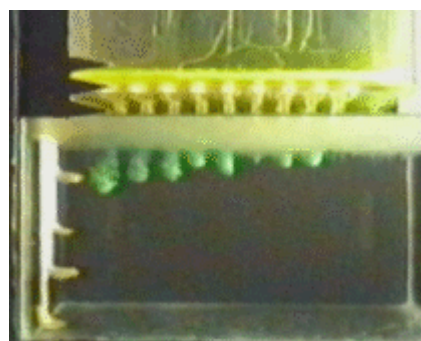


Figura IV.17(3). Desarrollo vertical de los penachos turbulentos perfectamente individuales ($t= 0.28$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

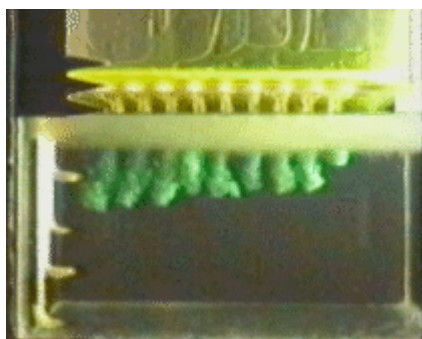


Figura IV.17(4). Evolución posterior del conjunto de penachos turbulentos. No ha aparecido ninguna protuberancia en el estrato de gel ($t= 0.4$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

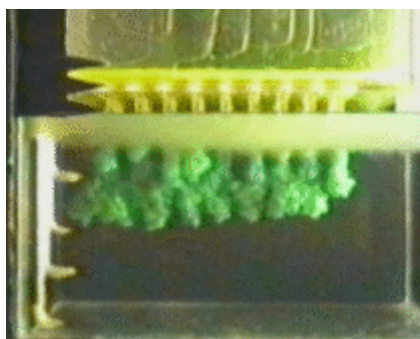


Figura IV.17(5). Inicio de la interacción lateral entre los penachos turbulentos ($t= 0.56$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

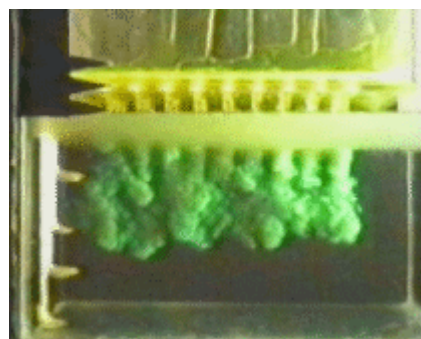


Figura IV.17(6). Aumento de la interacción lateral entre los penachos turbulentos ($t= 0.8$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

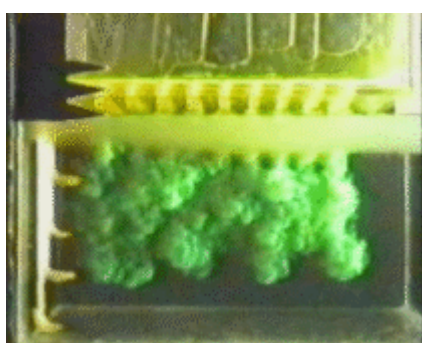


Figura IV.17(7). Los penachos turbulentos han perdido su individualidad por efecto de la interacción mutua. Aparición del frente convectivo único y claramente no uniforme ($t= 1.16$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

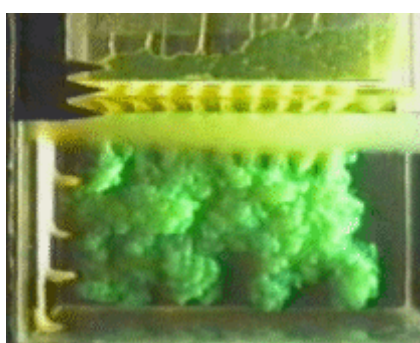


Figura IV.17(8). El frente convectivo único avanza a través de la capa ligera con los penachos turbulentos en plena interacción ($t= 1.44$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

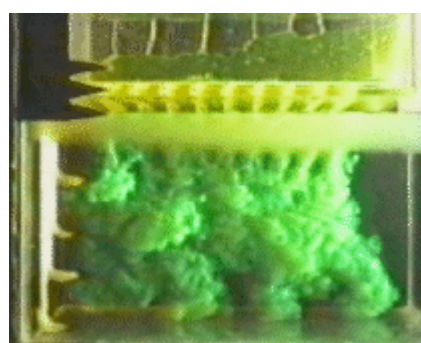


Figura IV.17(9). El frente convectivo único alcanza el fondo de la cubeta experimental ($t= 1.76$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

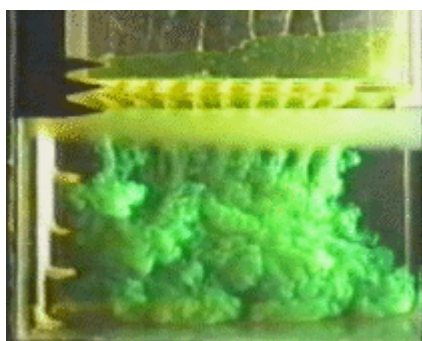


Figura IV.17(10). El frente convectivo único se extiende por el fondo de la cubeta experimental formando la corriente de gravedad ($t= 2.36$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

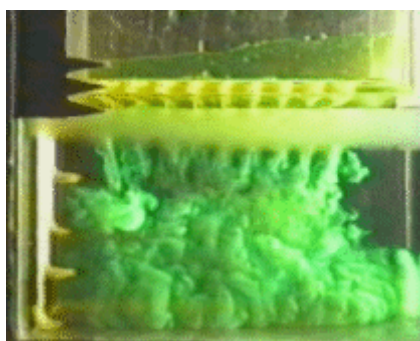


Figura IV.17(11). Se observa claramente el frente de la corriente de gravedad formada sobre superficie horizontal ($t= 3.16$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

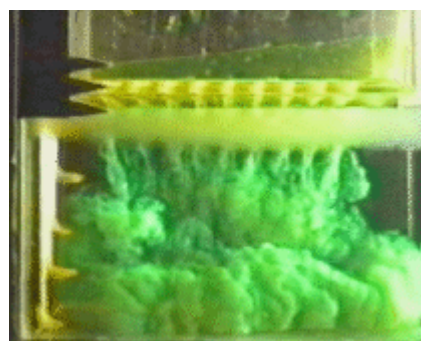


Figura IV.17(12). El frente de la corriente de gravedad avanzan por el fondo de la cubeta experimental ($t= 3.96$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

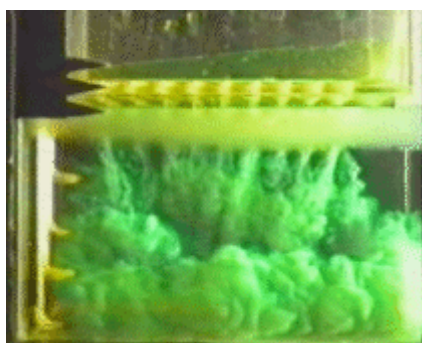


Figura IV.17(13). El frente de la corriente de gravedad alcanza la parte frontal de la cubeta experimental ($t= 4.76$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

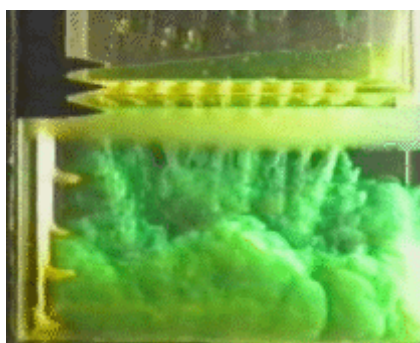


Figura IV.17(14). El frente de la corriente de gravedad *rebota* por efecto de la parte frontal de la cubeta ($t= 5.76$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

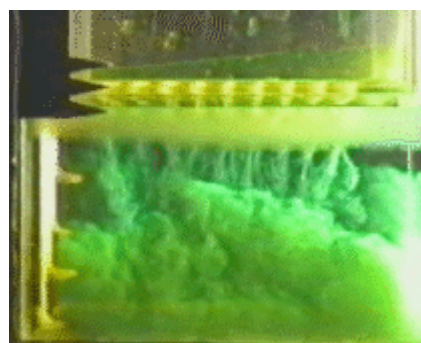


Figura IV.17(15). Interacción general entre todas las estructuras fluidas. El proceso de mezcla es generalizado ($t= 6.76$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

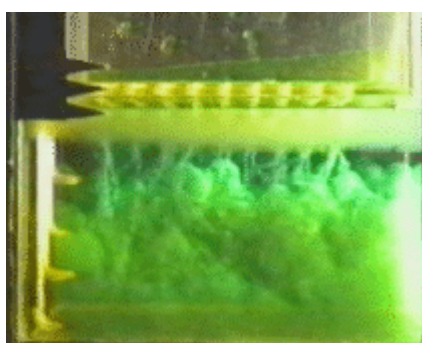


Figura IV.17(16). El proceso de mezcla está extendido pero no se observa la microestructura porque la visualización es directa ($t= 8.36$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

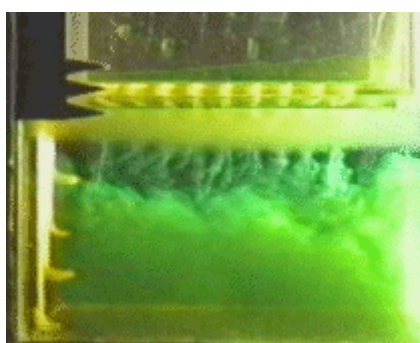


Figura IV.17(17). El proceso de mezcla ocupa el volumen de la cubeta, observándose la capa mezclada ya constituida ($t= 11.96$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

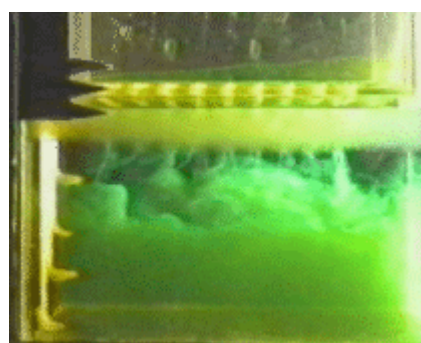


Figura IV.17(18). El proceso de mezcla comienza a disminuir. La capa mezclada sufre numerosas perturbaciones ($t= 13.96$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

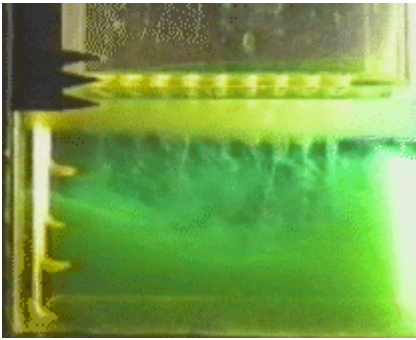


Figura IV.17(19). La disminución del proceso de mezcla se realiza a la vez que la relaminarización de la capa mezclada ($t= 25.96$ s) Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

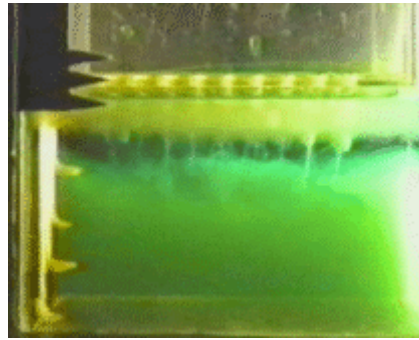


Figura IV.17(20). El proceso de mezcla turbulenta ha finalizado casi por completo. No hay estructura fina. Se observan ligeras ondulaciones en la capa mezclada ($t= 41.96$ s) Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

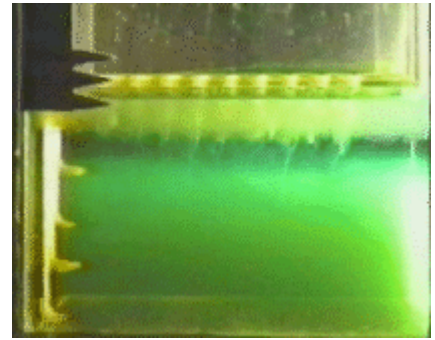


Figura IV.17(21). Estado final que alcanza el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta. Se observa la capa mezclada ($t= 94$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A=0.019$.

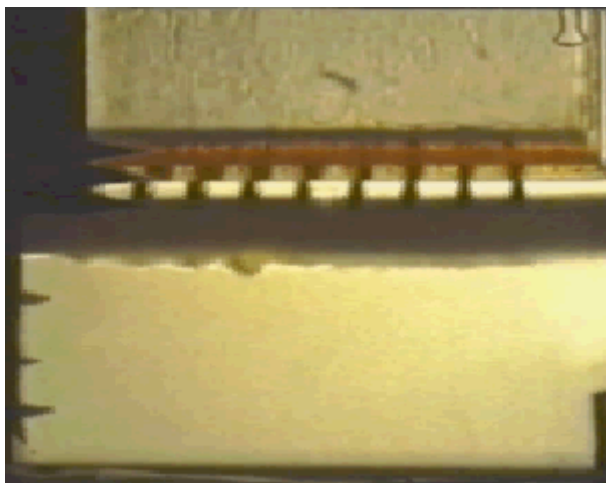


Figura IV.18(1). Sistema fluido experimental con una distribución de densidad que es inestable ($t=0$ s). Características experimentales: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

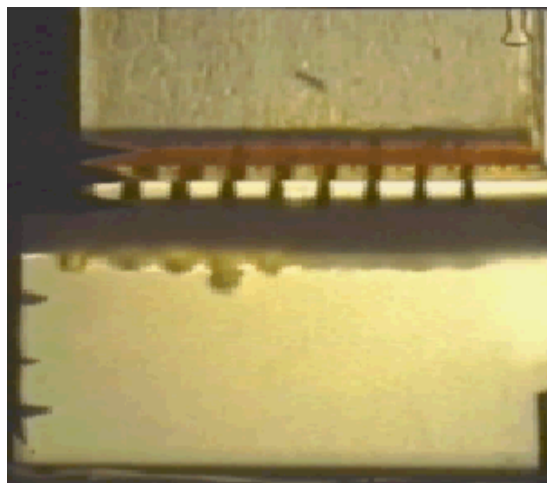


Figura IV.18(2). Inicio del desarrollo simultáneo de varios penachos turbulentos ($t= 0.2$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

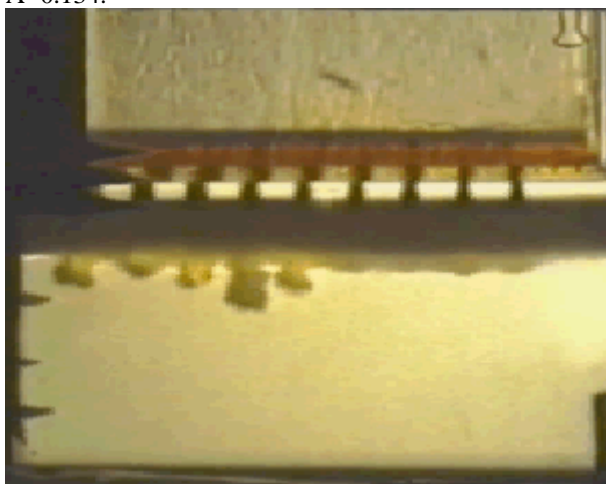


Figura IV.18(3). Desarrollo vertical de los penachos turbulentos individualmente ($t=0.24$ s). Características : $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

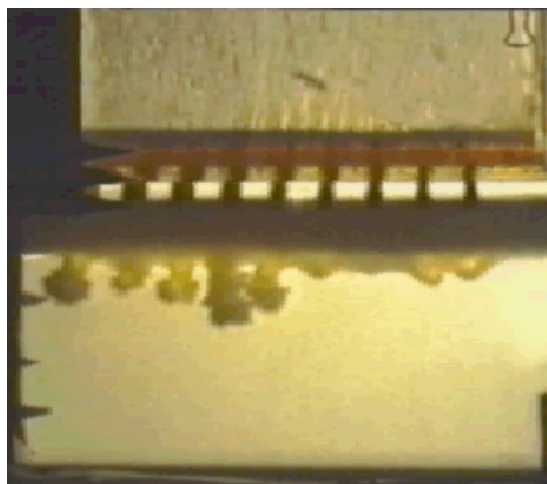


Figura IV.18(4). Evolución posterior del desarrollo inicial de los penachos axilsimétricos ($t=0.28$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

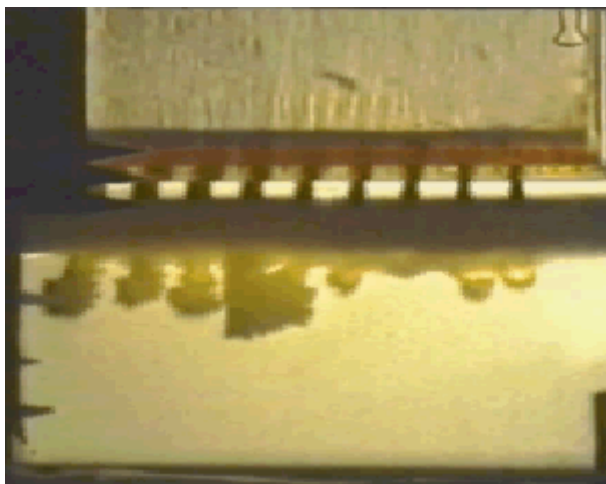


Figura IV.18(5). Crecimiento de los penachos turbulentos que comienzan a interaccionar lateralmente ($t= 0.32$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

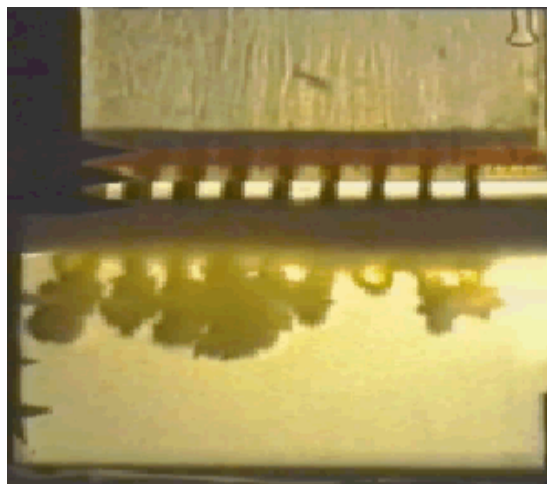


Figura IV.18(6). Desarrollo vertical e interacción lateral de los penachos ($t= 0.36$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

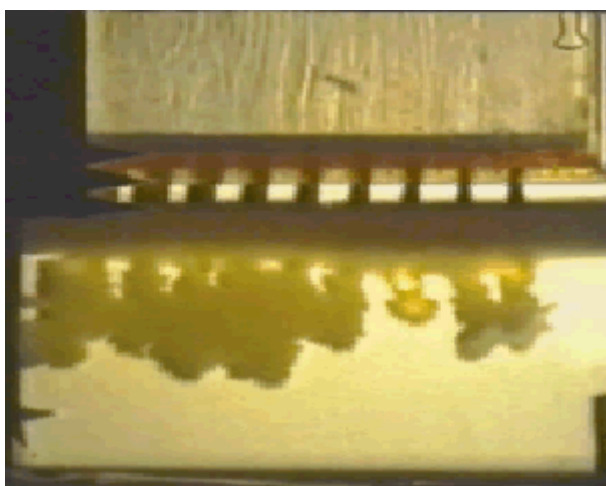


Figura IV.18(7). La interacción lateral entre los penachos turbulentos comienza a generalizarse ($t= 0.44$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

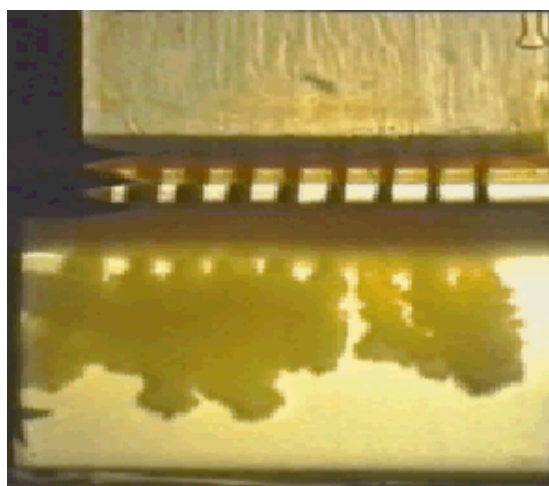


Figura IV.18(8). Pérdida de individualidad de los penachos turbulentos como consecuencia de la interacción lateral mutua ($t= 0.52$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

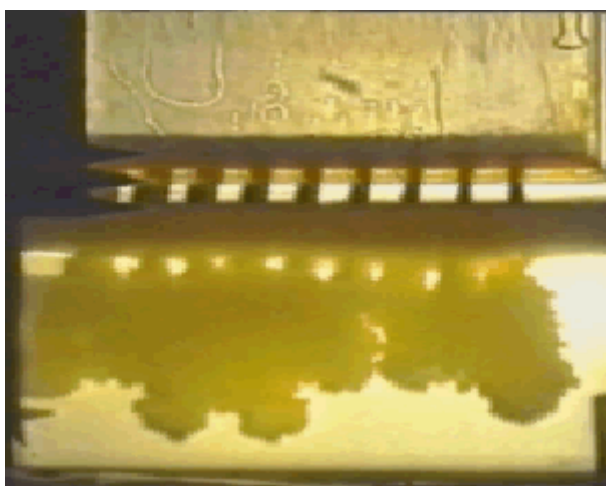


Figura IV.18(9). Aparición del frente convectivo único, no horizontal, como resultado de la unión lateral de los penachos ($t= 0.64$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

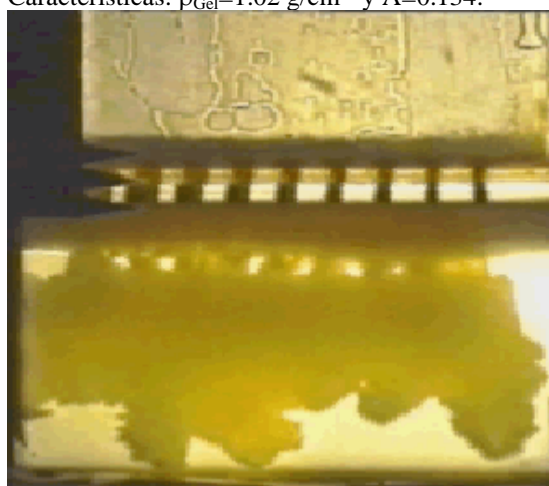


Figura IV.18(10). El frente convectivo avanza de forma no uniforme ($t= 0.72$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

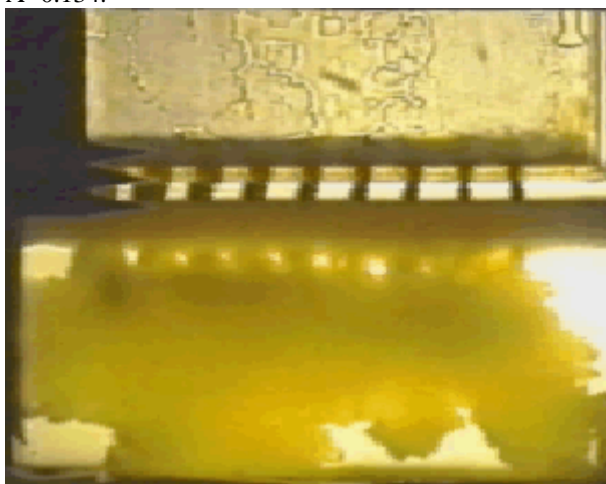


Figura IV.18(11). El frente convectivo único alcanza el fondo de la cubeta experimental ($t= 0.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

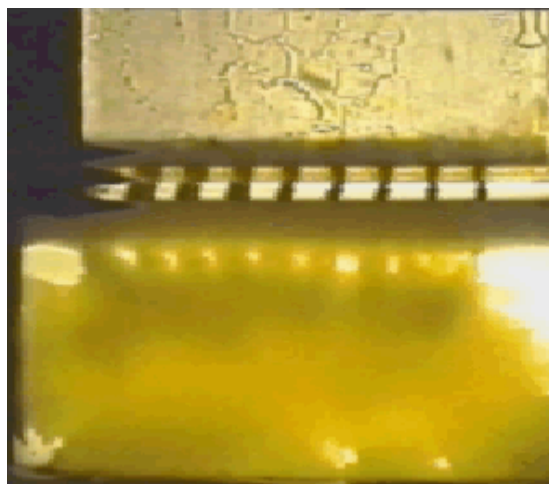


Figura IV.18(12). El frente convectivo se extiende por el fondo de la cubeta experimental ($t= 1$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

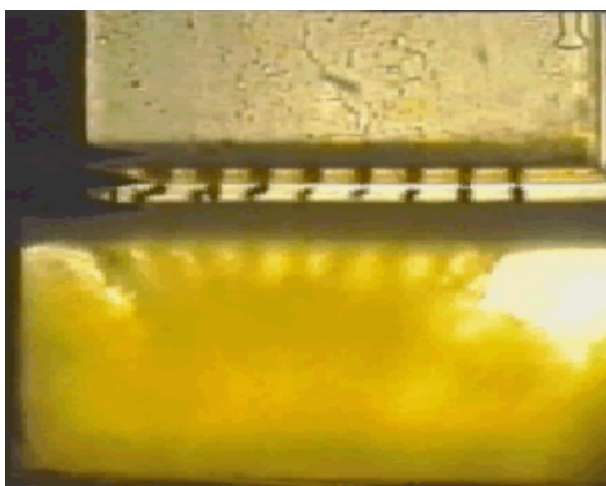


Figura IV.18(13). El frente convectivo único rebota contra los contornos de la cubeta experimental ($t= 1.28$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

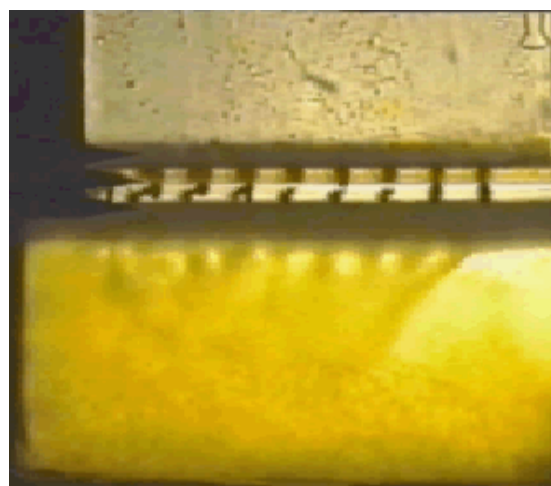


Figura IV.18(14). Extensión a toda la cubeta de la interacción con los contornos físicos. Los penachos han desaparecido por completo ($t= 2.08$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

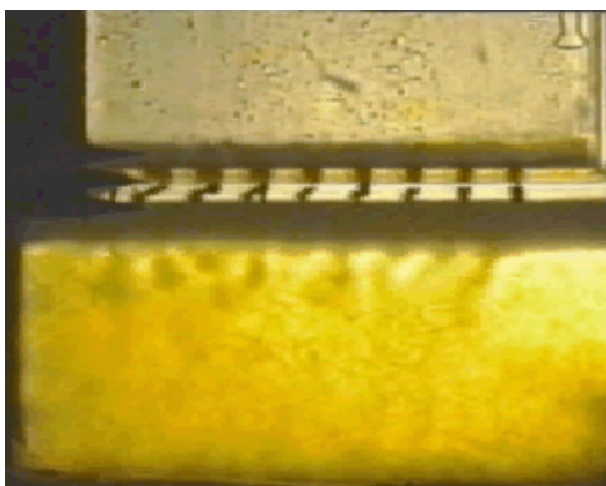


Figura IV.18(15). La microestructura turbulenta comienza a ser visible ($t= 2.88$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

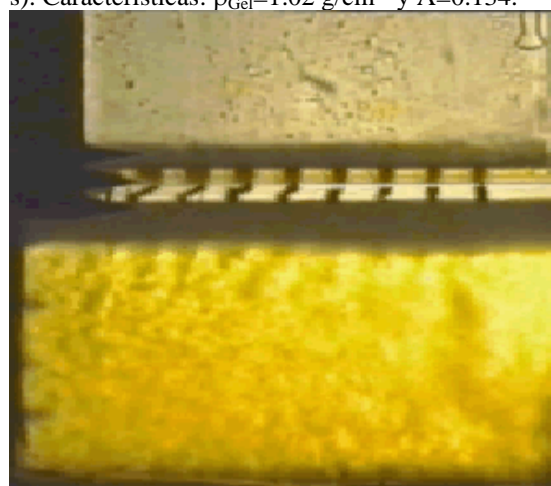


Figura IV.18(16). El proceso de mezcla turbulenta con estructura fina ocupa toda la cubeta ($t= 3.88$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

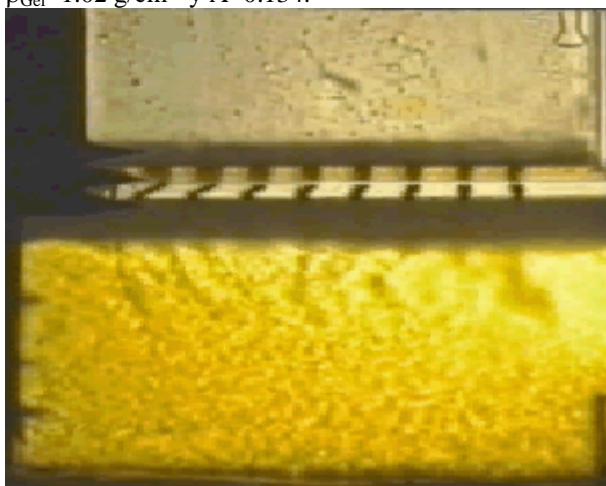


Figura IV.18(17). La microestructura turbulenta es de gran intensidad ($t= 6.68$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

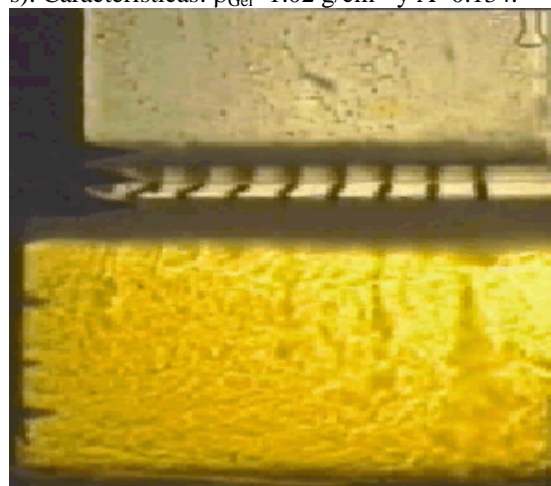


Figura IV.18(18). El proceso de mezcla comienza a disminuir y la microestructura decae ($t= 10.68$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

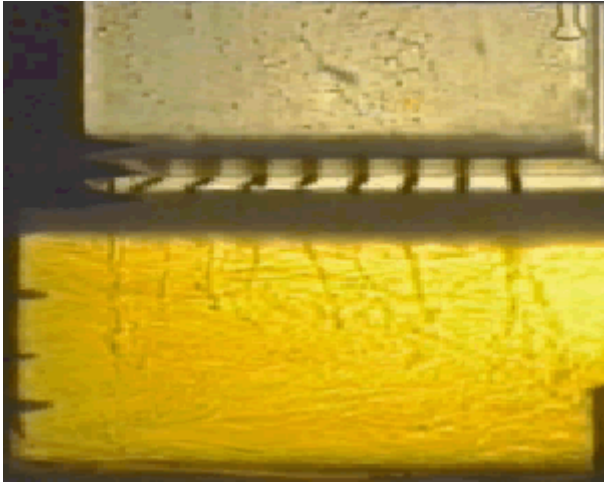


Figura IV.18(19). El proceso de mezcla turbulenta ha finalizado casi por completo. No hay estructura fina. Se observa relaminarización en la capa mezclada ($t= 36.68$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

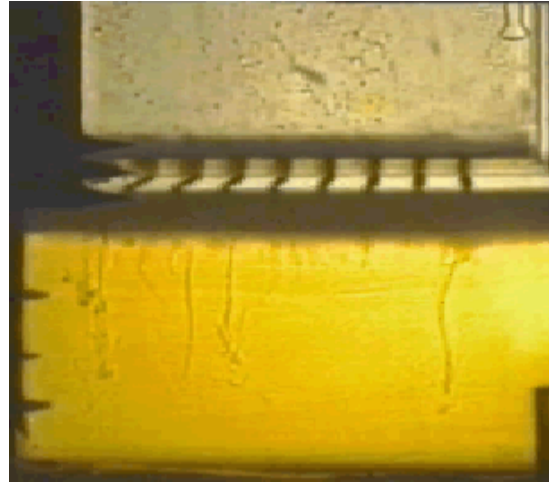


Figura IV.18(20). Estado final que alcanza el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta ($t= 96.64$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.134$.

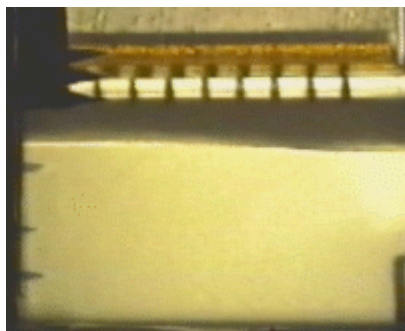


Figura IV.19(1). Sistema fluido experimental con una distribución inestable de densidad ($t= 0$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

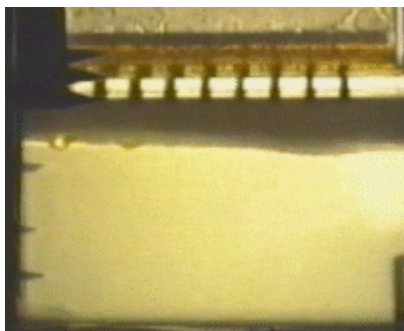


Figura IV.19(2). Varios penachos turbulentos pueden vislumbrarse antes de iniciarse ($t= 0.24$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

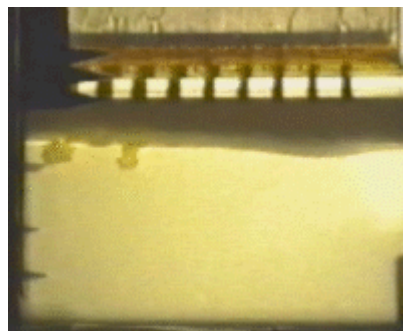


Figura IV.19(3). Incipiente desarrollo de los penachos turbulentos y de una protuberancia de gel ($t= 0.32$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

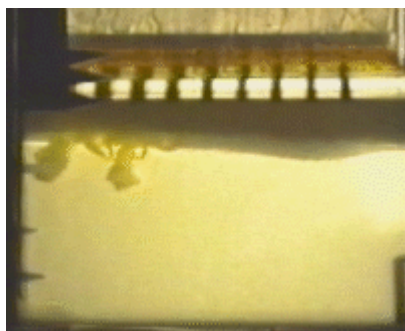


Figura IV.19(4). Desarrollo vertical de los penachos turbulentos ($t= 0.4$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

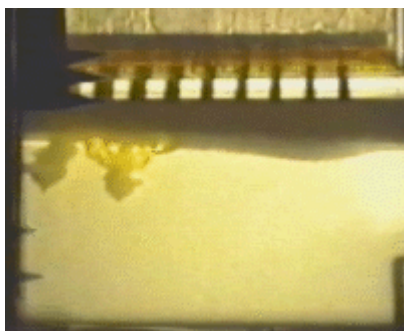


Figura IV.19(5). El crecimiento de los penachos turbulentos y de la protuberancia de gel es lento ($t= 0.44$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

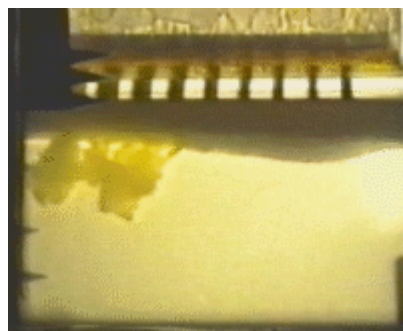


Figura IV.19(6). Inicio de la interacción lateral de los penachos turbulentos mientras la protuberancia crece ($t= 0.56$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

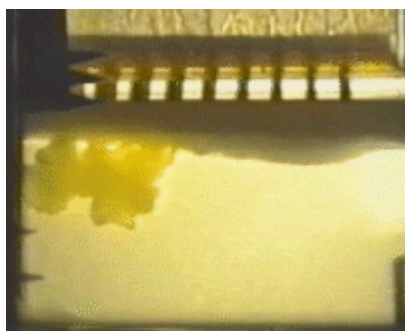


Figura IV.19(7). Interacción lateral entre los penachos turbulentos ($t= 0.64$ s).Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

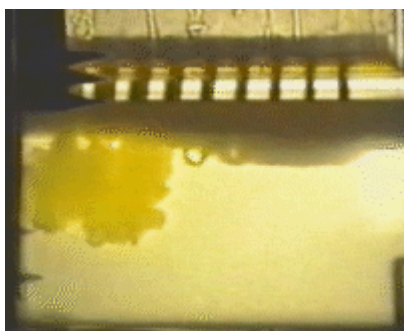


Figura IV.19(8). Inicio de la ruptura de la protuberancia de gel mientras el frente convectivo único evoluciona ($t= 0.80$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

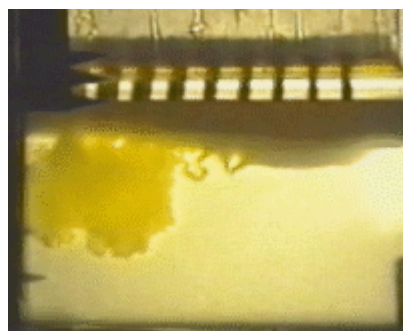


Figura IV.19(9). Nuevos penachos turbulentos que se originan a partir de la protuberancia de gel cuando se rompe ($t= 0.88$ s).Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

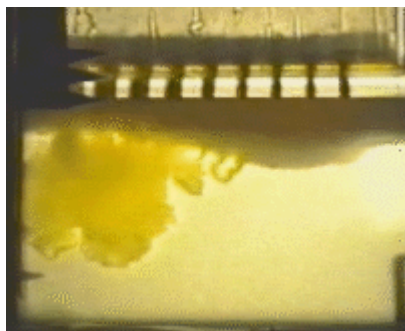


Figura IV.19(10). Desarrollo de los penachos turbulentos procedentes de la ruptura de la protuberancia de gel ($t= 0.96$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

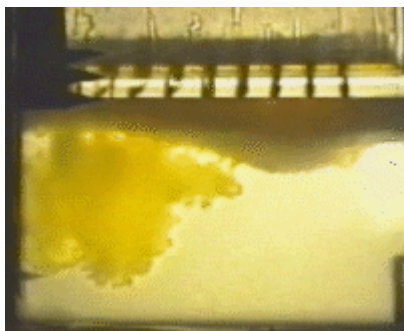


Figura IV.19(11). Interacción lateral entre los penachos iniciales y los procedentes de la protuberancia de gel ($t= 1.12$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

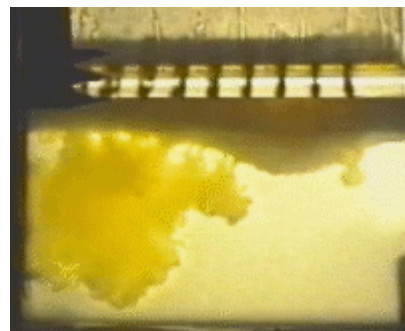


Figura IV.19(12). Aparición de un nuevo penacho turbulento procedente de la protuberancia de gel ($t= 1.32$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

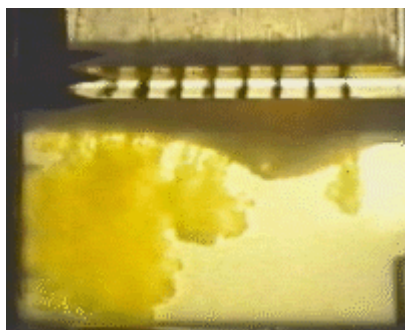


Figura IV.19(13). Evolución de todas las estructuras fluidas: a la derecha, el frente convectivo único y los penachos ($t= 1.64$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

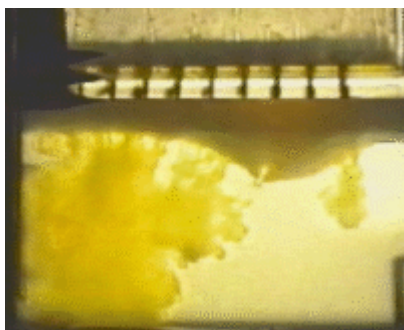


Figura IV.19(14). Evolución conjunta del frente convectivo único y de los penachos ($t= 1.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

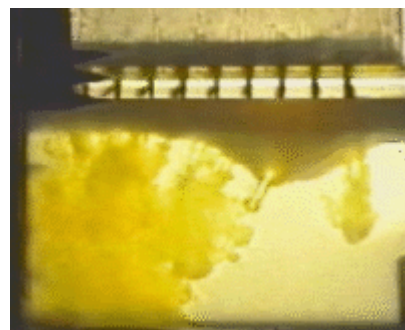


Figura IV.19(15). Aparición de un nuevo penacho turbulento procedente de la protuberancia de gel ($t= 2.04$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

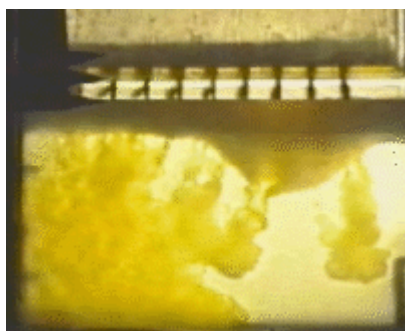


Figura IV.19(16). Interacción generalizada de todas las estructuras fluidas presentes en la cubeta experimental ($t= 2.64$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

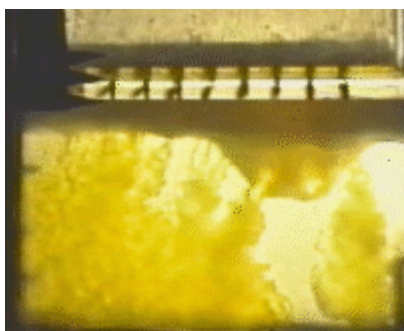


Figura IV.19(17). Las diferentes estructuras fluidas se extienden por el fondo de la cubeta experimental ($t= 3.24$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

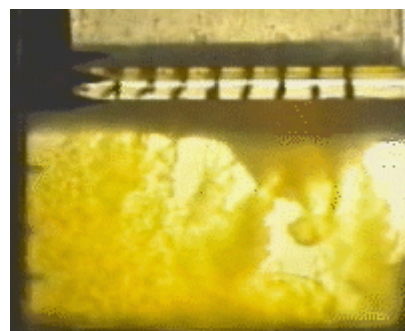


Figura IV.19(18). La microestructura turbulenta del proceso de mezcla comienza a ser evidente ($t= 3.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

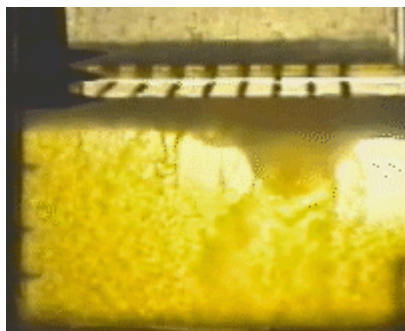


Figura IV.19(19). El proceso de mezcla turbulenta comienza a ser intenso ($t= 6.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

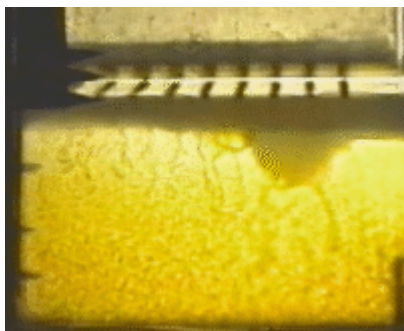


Figura IV.19(20). El proceso de mezcla turbulenta con estructura fina ocupa toda la cubeta ($t= 12.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

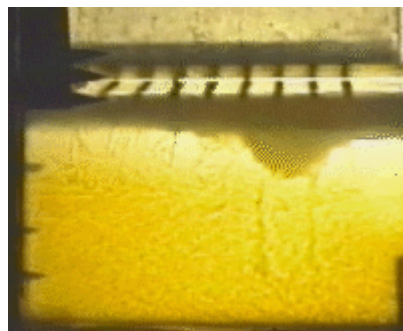


Figura IV.19(21). El proceso de mezcla comienza a disminuir y la microestructura decae ($t= 22.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

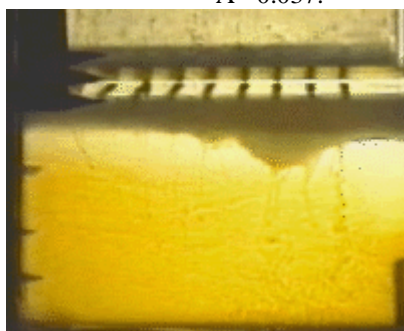


Figura IV.19(22). El proceso de mezcla turbulenta ha finalizado casi por completo. No hay estructura fina. Se observa relaminarización en la capa mezclada ($t= 42.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

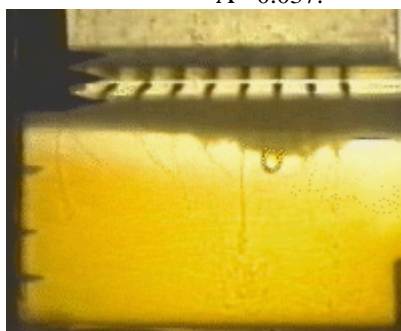


Figura IV.19(23). Estado final que alcanza el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta ($t= 82.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

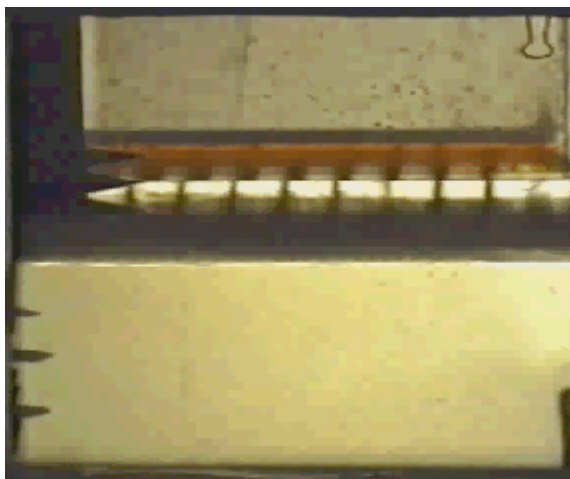


Figura IV.20(1). Sistema fluido experimental con una distribución de densidad que es inestable ($t= 0$ s). Características experimentales: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A= 0.092$.

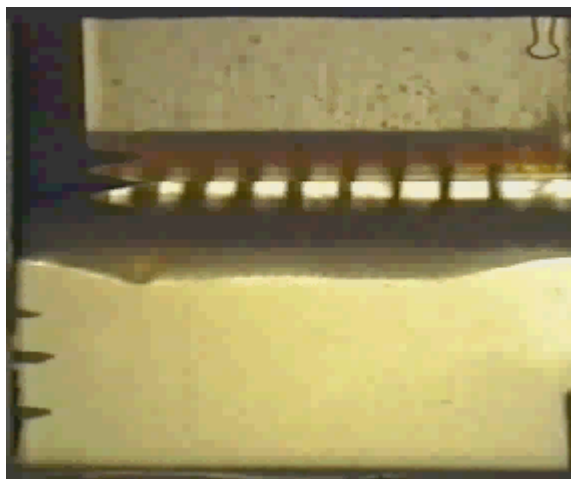


Figura IV.20(2). Se inicia una ligera deformación del estrato de gel y se vislumbran los futuros penachos como pequeñas burbujas ($t= 0.52$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A= 0.092$.

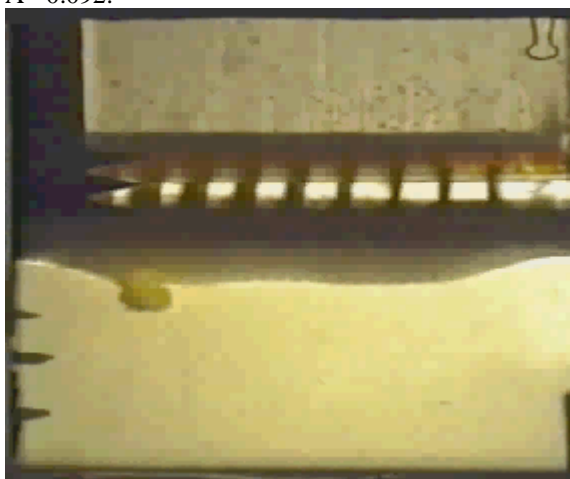


Figura IV.20(3). Estado inicial en el desarrollo de un penacho turbulento con su típica estructura. El estrato de gel se deforma más ($t= 0.64$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A= 0.092$.



Figura IV.20(4). Desarrollo del penacho turbulento junto con la aparición de dos posibles protuberancias en el estrato de gel ($t= 0.92$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A= 0.092$.

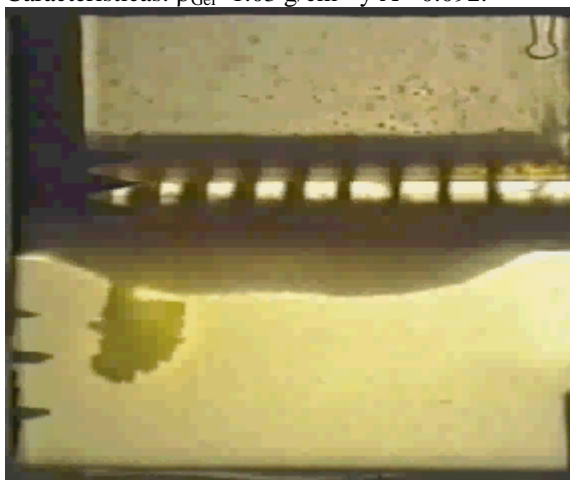


Figura IV.20(5). Crecimiento conjunto del penacho turbulento y de las protuberancias de gel ($t= 1.32$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A= 0.092$.

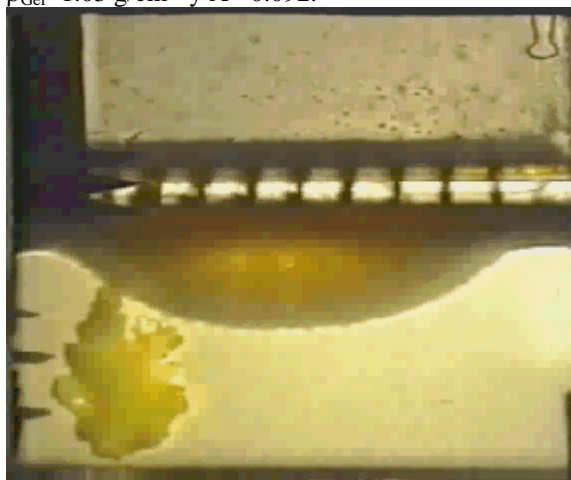


Figura IV.20(6). Continuación del desarrollo del penacho turbulencia. Formación de una única protuberancia en el estrato de gel CMC ($t= 1.72$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A= 0.092$.

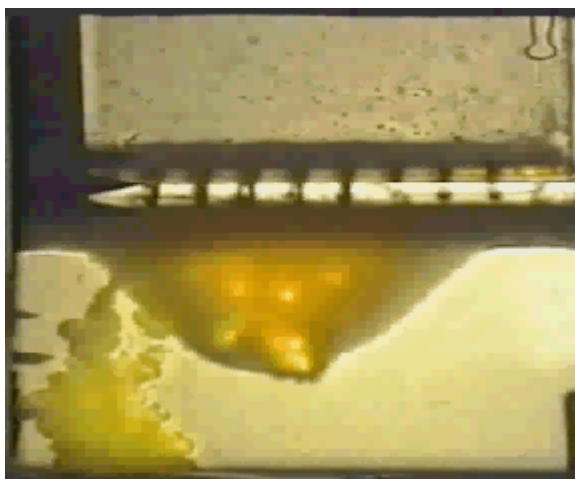


Figura IV.20(7). El penacho turbulento alcanza el fondo de la cubeta experimental. Se inicia la ruptura de la protuberancia de gel ($t= 1.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

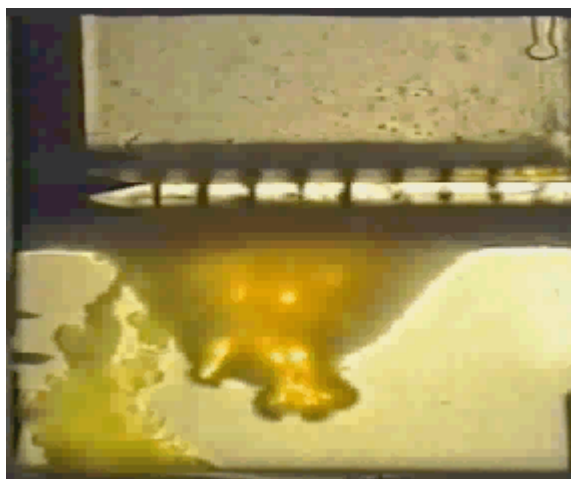


Figura IV.20(8). La protuberancia de gel se rompe mediante la aparición de varios penachos turbulentos inclinados ($t= 1.96$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

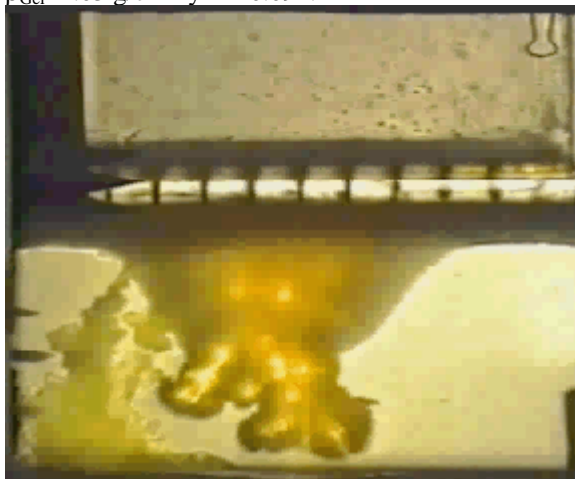


Figura IV.20(9). Desarrollo de los penachos turbulentos originados en la protuberancia de gel ($t= 2.12$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

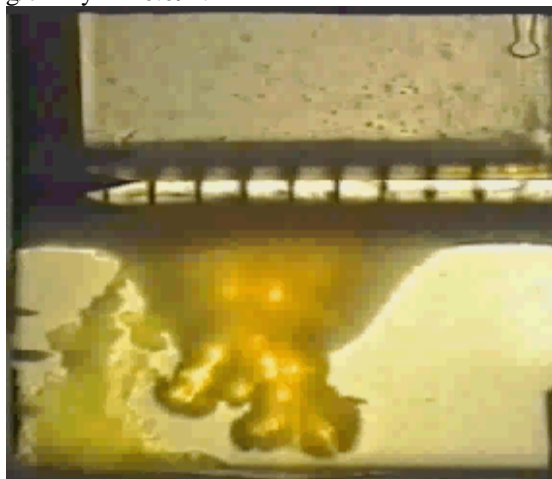


Figura IV.20(10). Crecimiento de los penachos turbulentos procedentes de la protuberancia de gel junto con su disminución de volumen ($t= 2.72$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

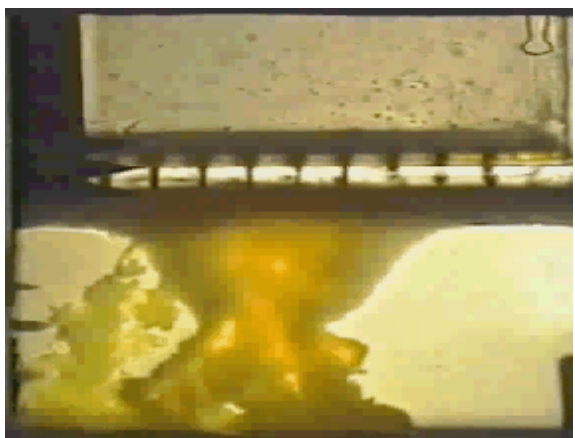


Figura IV.20(11). Los penachos turbulentos originados en la protuberancia de gel alcanzan el fondo de la cubeta experimental ($t= 3.52$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

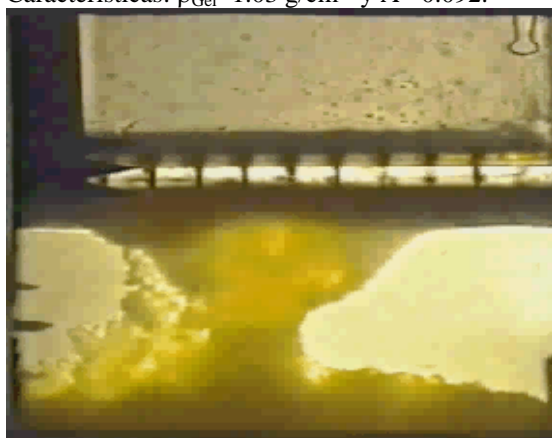


Figura IV.20(12). El frente convectivo de los penachos turbulentos originados en la protuberancia se extiende por el fondo de la cubeta ($t= 3.92$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

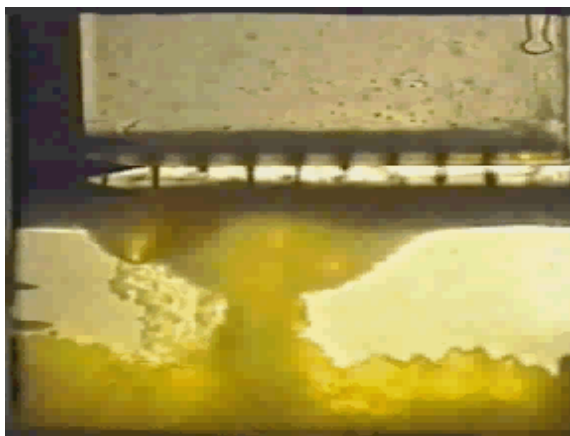


Figura IV.20(13). La mezcla entre las diversas estructuras fluidas comienza a ser importante. Se observa la aparición de un nuevo penacho que rompe la protuberancia de gel ($t= 4.32$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

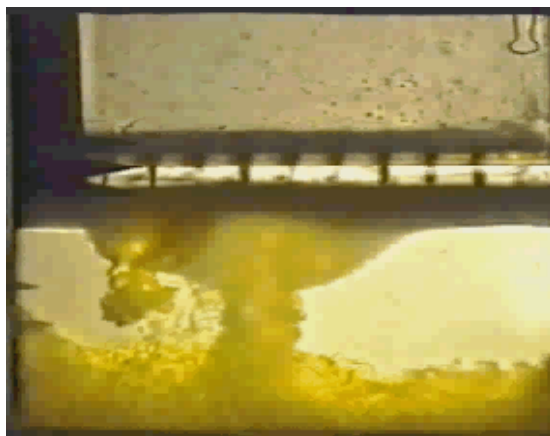


Figura IV.20(14). Desarrollo de los penachos turbulentos originados en la protuberancia de gel ($t= 5.12$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

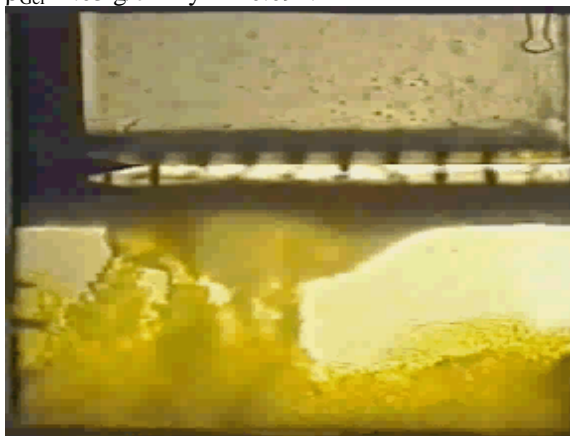


Figura IV.20(15). Los nuevos penachos pierden su individualidad al interactuar con el resto de las estructuras fluidas en pleno proceso de mezcla ($t= 8.72$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

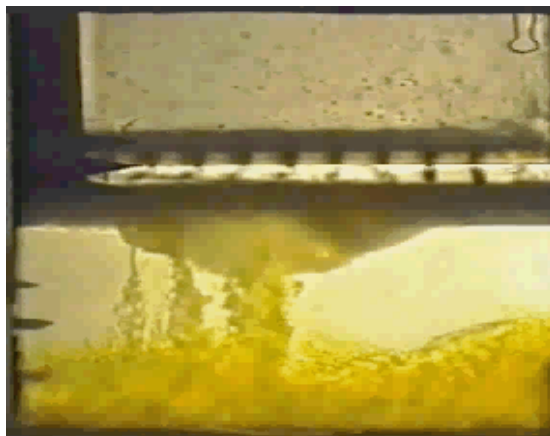


Figura IV.20(16). Se identifica la futura capa mezclada en la parte inferior sufriendo numerosas perturbaciones ($t= 11.72$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

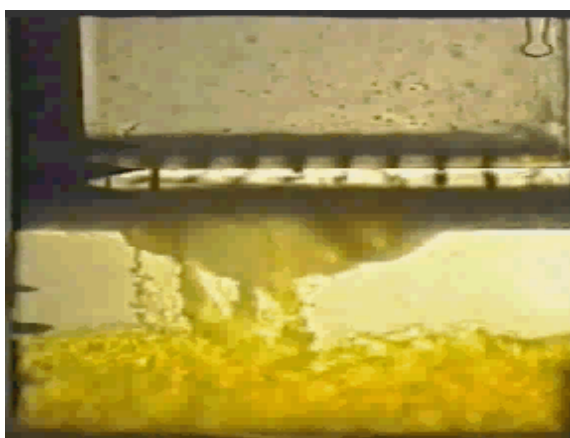


Figura IV.20(17). La futura capa mezclada sufre un intenso proceso de mezcla con gran estructura fina turbulenta ($t= 12.12$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

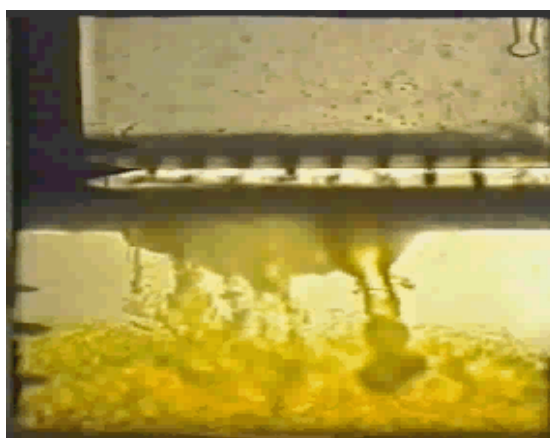


Figura IV.20(18). Aparición de un nuevo penacho rompiendo la protuberancia de gel que interactúa con la capa mezclada ya formada ($t= 13.32$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A= 0.092$.

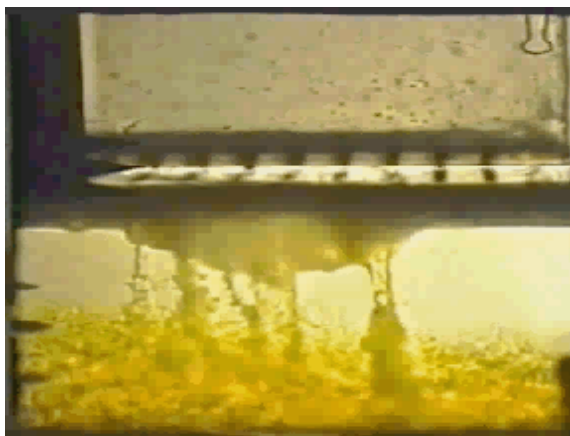


Figura IV.20(19). El último penacho turbulento aparecido va lentamente perdiendo su individualidad y entrando a formar parte de la mezcla global ($t=15.72$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.092$.

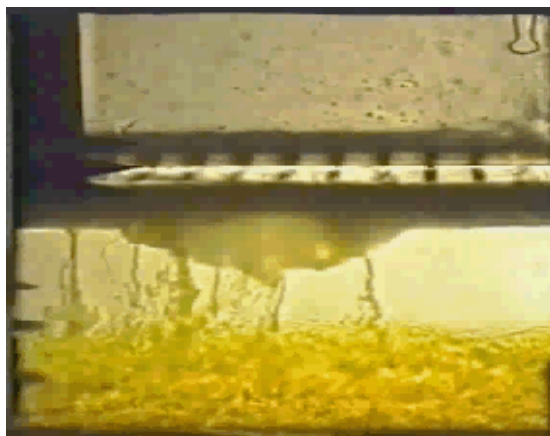


Figura IV.20(20). Se identifica la futura capa mezclada en la parte inferior sufriendo numerosas perturbaciones ($t=23.72$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.092$.

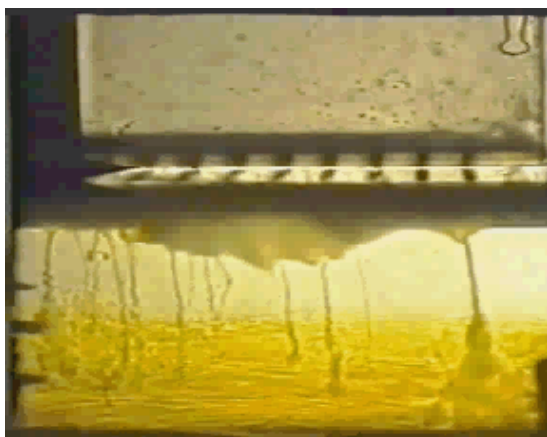


Figura IV.20(21). El proceso de mezcla turbulenta ha finalizado casi por completo. No hay estructura fina. Se observa relaminarización en la capa mezclada ($t=41.52$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.092$.

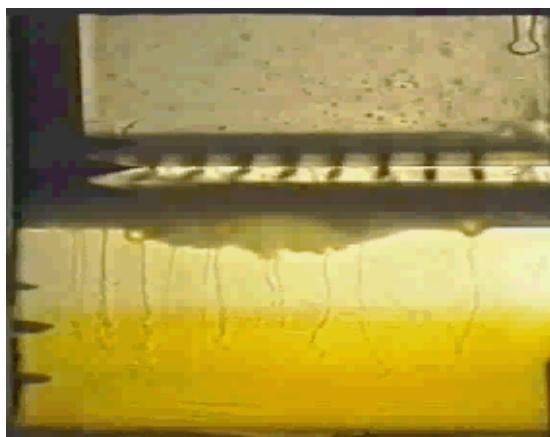


Figura IV.20(22). Estado final que alcanza el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta. Se observa nítidamente la capa mezclada delimitada superiormente por la interfase estable de densidad ($t=81.52$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.092$.

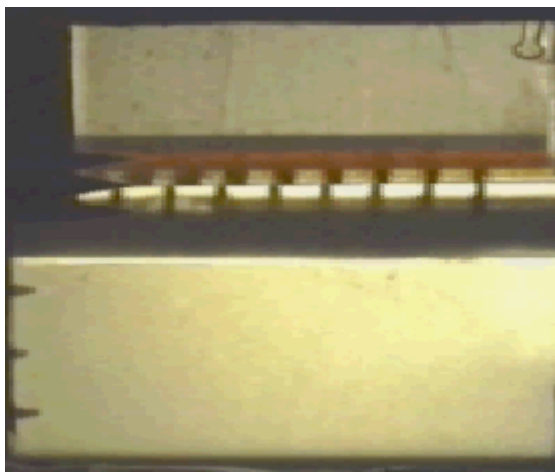


Figura IV.21(1). Sistema fluido experimental con una distribución de densidad que es inestable ($t= 0$ s). Características experimentales: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.130$.

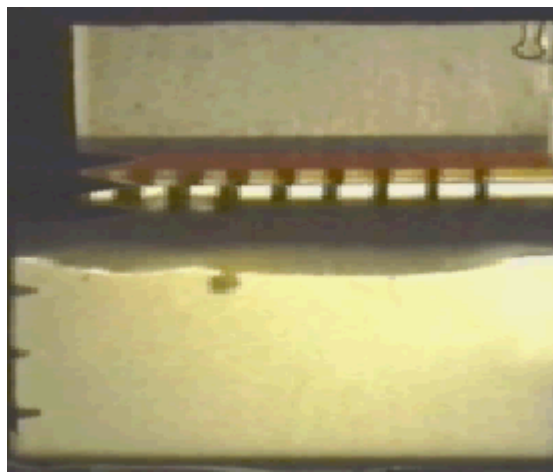


Figura IV.21(2). Ligera deformación del estrato de gel CMC e incipiente formación de un penacho turbulento ($t= 0.4$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.130$.

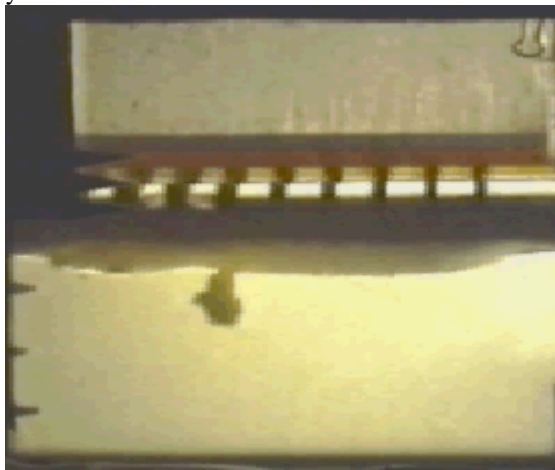


Figura IV.21(3). El único penacho axilsimétrico se desarrolla verticalmente mientras el estrato de gel se deforma ($t= 0.48$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.130$.

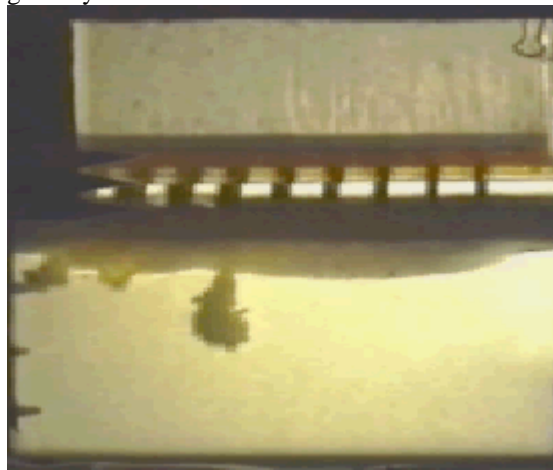


Figura IV.21(4). Aparición de nuevos penachos turbulentos. Se adivina una protuberancia en el estrato de gel ($t= 0.56$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.130$.

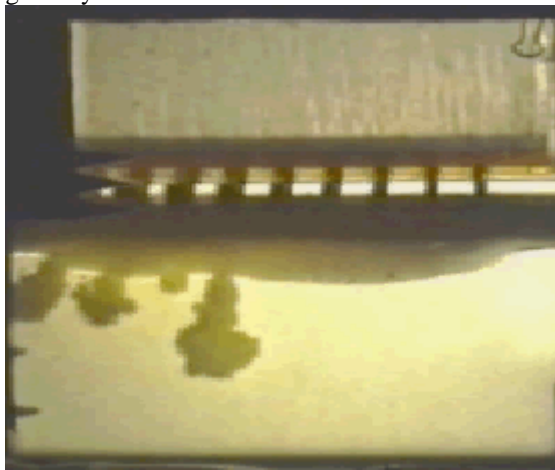


Figura IV.21(5). Crecimiento simultáneo de varios penachos turbulentos y de una protuberancia en el estrato de gel CMC ($t= 0.68$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.130$.

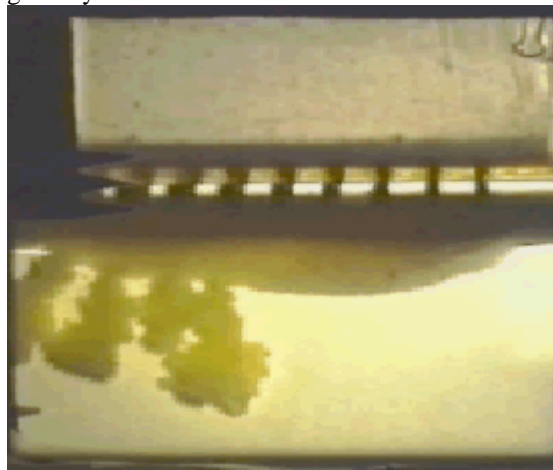


Figura IV.21(6). Inicio de la interacción lateral entre los penachos mientras la protuberancia de gel aumenta de volumen ($t= 0.88$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.130$.

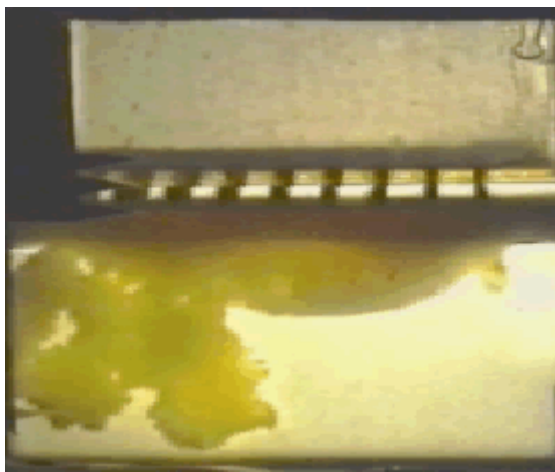


Figura IV.21(7). Pérdida de individualidad de los penachos por su interacción lateral ($t= 1.08$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

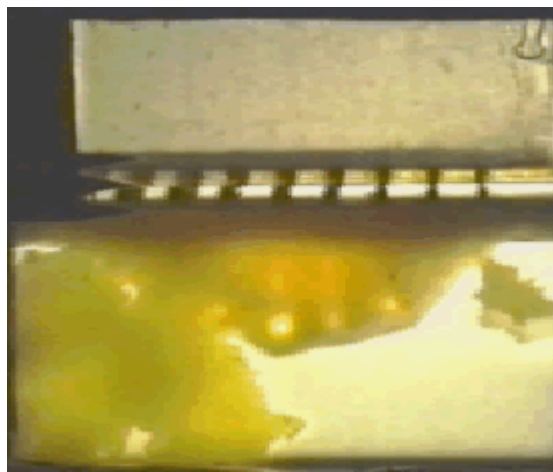


Figura IV.21(8). Los penachos turbulentos han dejado de existir como tales. La protuberancia de gel está a punto de *estallar* ($t= 1.32$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

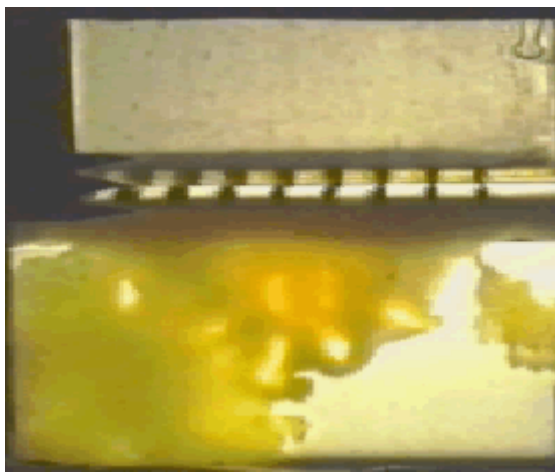


Figura IV.21(9). Ruptura de la protuberancia de gel mediante la aparición de nuevos penachos que están inclinados ($t= 1.48$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.



Figura IV.21(10). Interacción general entre los penachos de distintos orígenes ($t= 1.64$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

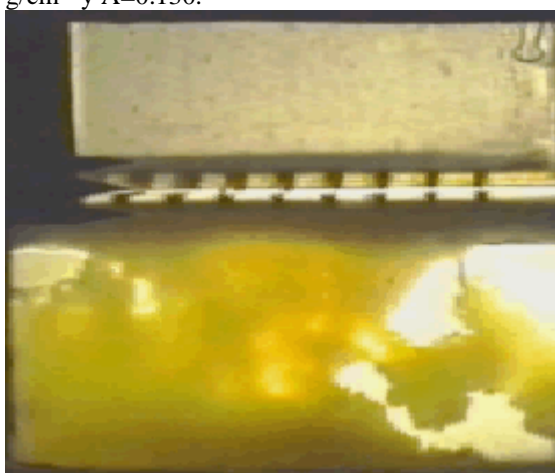


Figura IV.21(11). Las diferentes estructuras fluidas sufren el efecto del fondo de la cubeta experimental ($t= 1.92$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

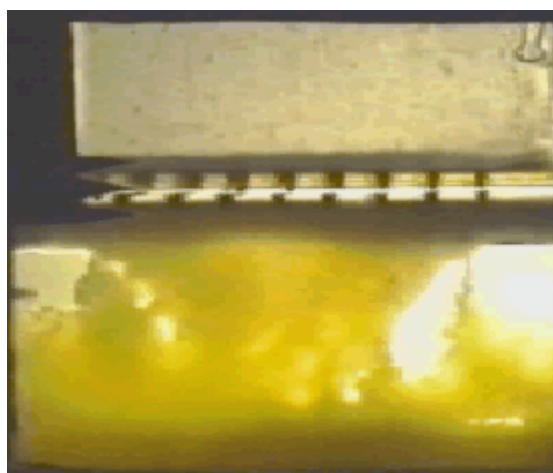


Figura IV.21(12). El fluido *rebota* por la presencia del fondo de la cubeta experimental ($t= 2.24$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

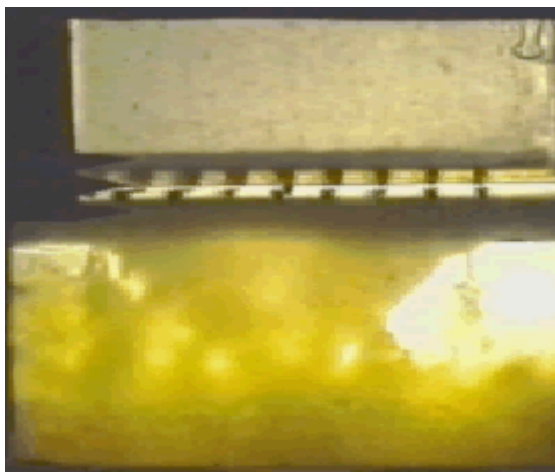


Figura IV.21(13). Extensión a toda la cubeta de la interacción con los contornos físicos ($t= 3.04$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

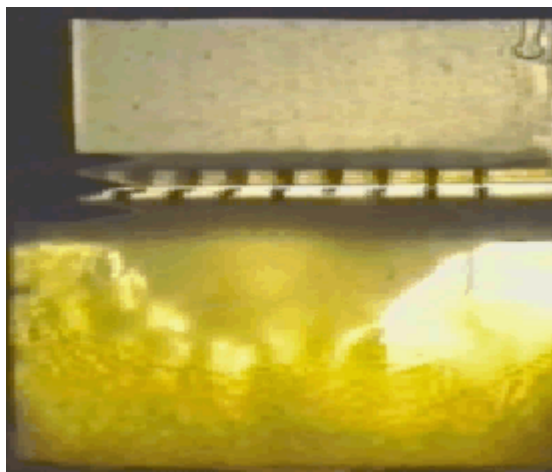


Figura IV.21(14). La microestructura turbulenta comienza a ser visible ($t= 3.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

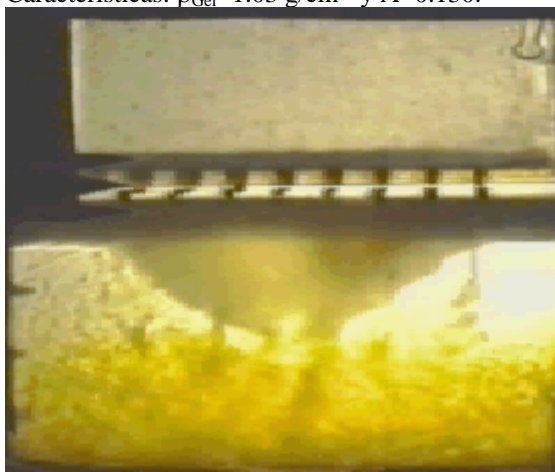


Figura IV.21(15). El proceso de mezcla turbulenta con estructura fina comienza a extenderse por la cubeta ($t= 7.24$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

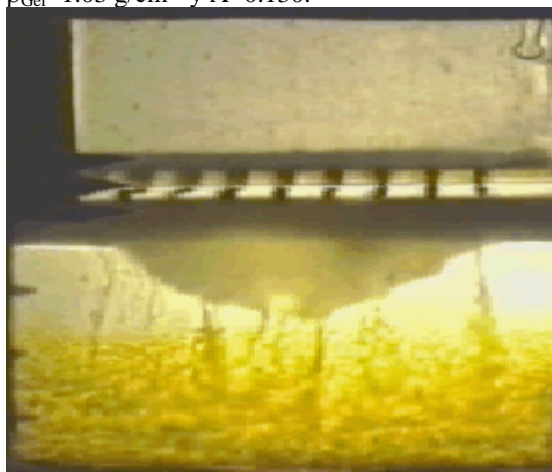


Figura IV.21(16). El proceso de mezcla es intenso por su notable estructura fina y la protuberancia de gel se vacía lentamente ($t= 15.24$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

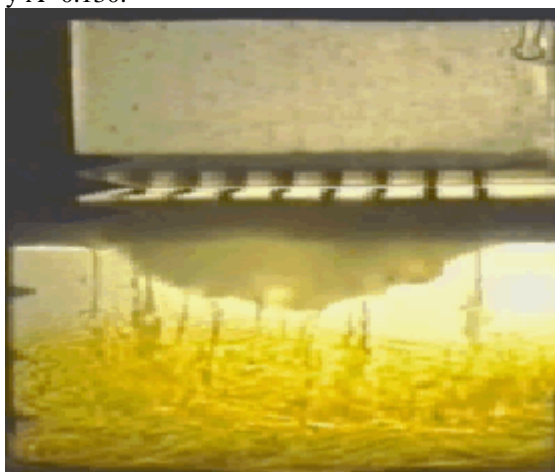


Figura IV.21(17). El proceso de mezcla comienza a disminuir junto con la microestructura. Hay fenómenos de relaminarización. Se mantiene la deformación del estrato de gel por la protuberancia formada ($t= 23.24$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.



Figura IV.21(18). Estado final que alcanza el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta. Se observa claramente la interfase estable de densidad que delimita a la capa mezclada ($t= 95.16$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.130$.

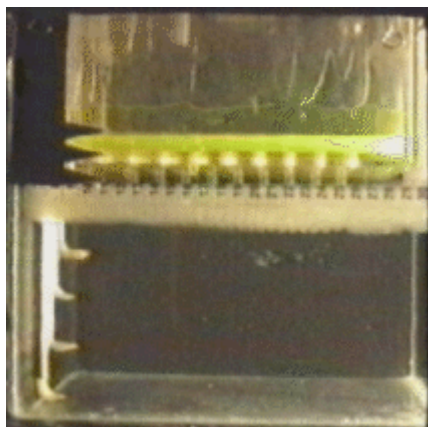


Figura IV.22(1). Sistema fluido experimental con una distribución de densidad que es inestable ($t= 0$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

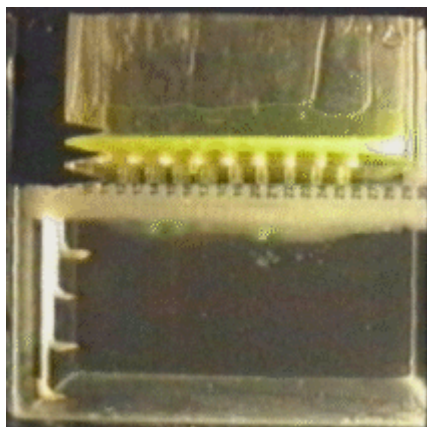


Figura IV.22(2). Ligera deformación del estrato de gel observándose a través suyo los futuros penachos turbulentos ($t= 0.64$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

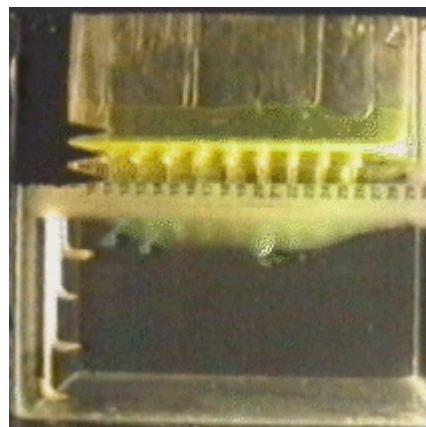


Figura IV.22(3). Inicio del desarrollo simultáneo de varios penachos turbulentos que atraviesan el estrato de gel deformado ($t= 1.04$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

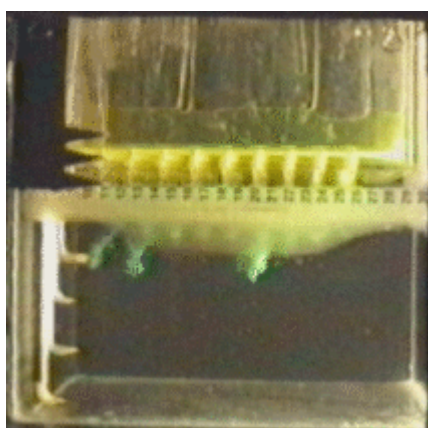


Figura IV.22(4). Desarrollo simultáneo de varios penachos y de una protuberancia del gel ($t= 1.24$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

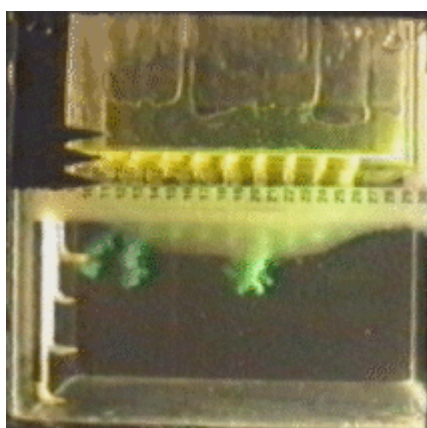


Figura IV.22(5). Desarrollo vertical de los penachos turbulentos ($t= 1.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

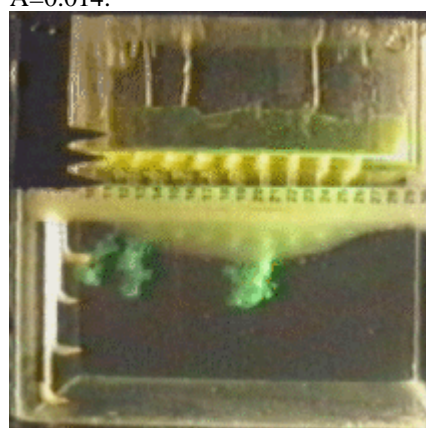


Figura IV.22(6). Crecimiento de la protuberancia de gel que permite vislumbrar más penachos en su interior ($t= 1.64$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

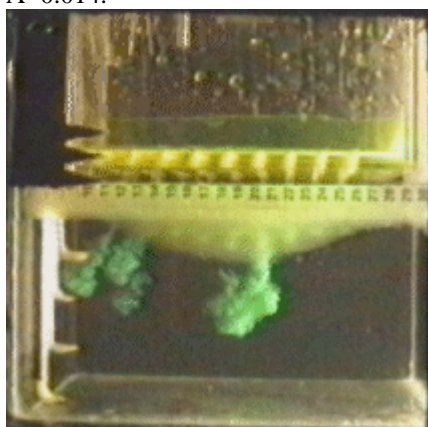


Figura IV.22(7). Evolución conjunta de los penachos turbulentos y de la protuberancia de gel ($t= 2.24$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

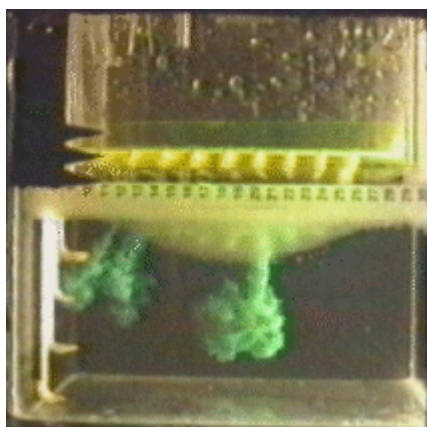


Figura IV.22(8). Inicio de la interacción lateral entre algunos de los penachos turbulentos ($t= 2.84$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

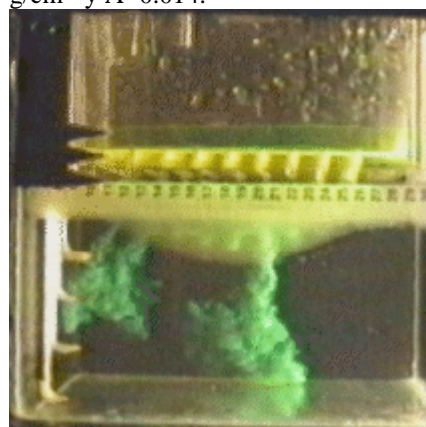


Figura IV.22(9). El penacho turbulento principal, en primer plano, alcanza el fondo de la cubeta experimental ($t= 3.64$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.014$.

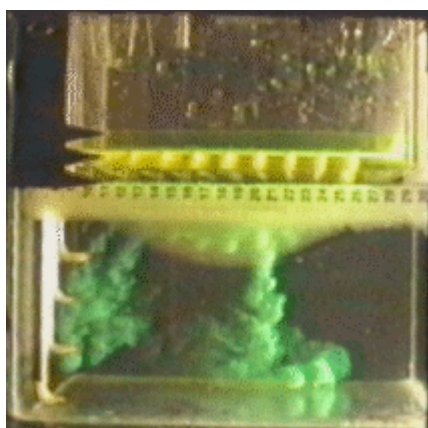


Figura IV.22(10). El penacho principal se extiende por el fondo de la cubeta experimental tras *chocar* contra él ($t= 4.84$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

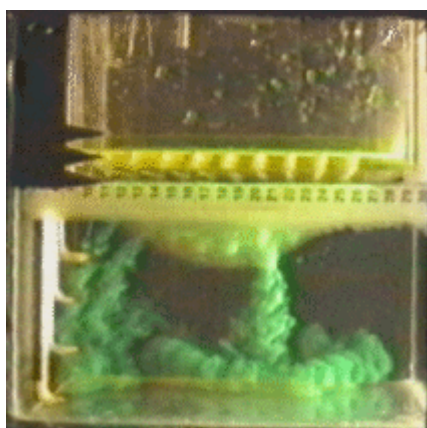


Figura IV.22(11). El resto de los penachos turbulentos alcanza el fondo de la cubeta experimental ($t= 6.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

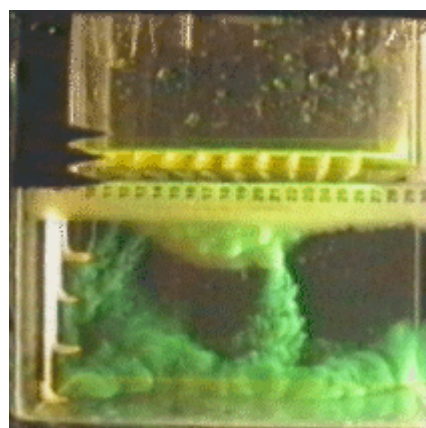


Figura IV.22(12). Inicio de la formación de la corriente de gravedad sobre una superficie horizontal ($t=8.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

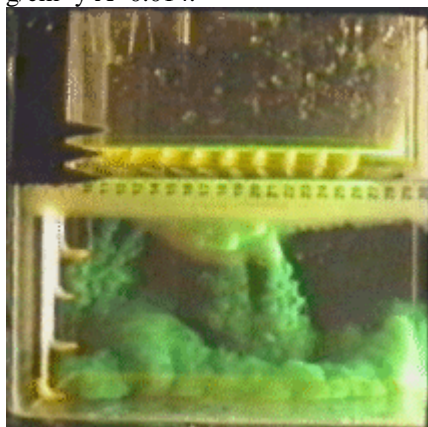


Figura IV.22(13). El frente de la corriente de gravedad avanza sobre el fondo de la cubeta. Ruptura de la protuberancia de gel por varios penachos ($t= 10.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

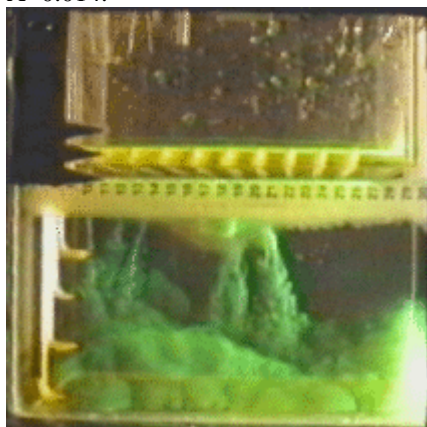


Figura IV.22(14). El frente de la corriente de gravedad alcanza la parte frontal de la cubeta experimental ($t= 14.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

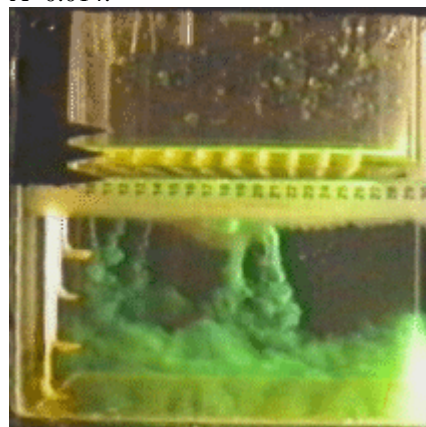


Figura IV.22(15). *Rebote* de la corriente de gravedad contra la parte frontal de la cubeta. No se observa la microestructura turbulenta porque la visualización es directa ($t= 16.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

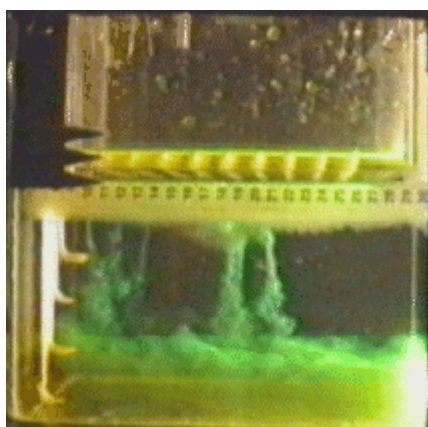


Figura IV.22(16). Interacción entre todos los fenómenos fluidos presentes en la cubeta experimental. El proceso comienza a disminuir ($t= 18.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

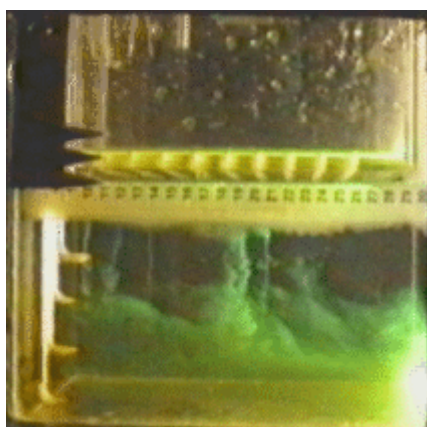


Figura IV.22(17). Se observa que la capa mezclada ya está constituida pero sufre variaciones debidas a la presencia de ondas internas ($t= 28.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

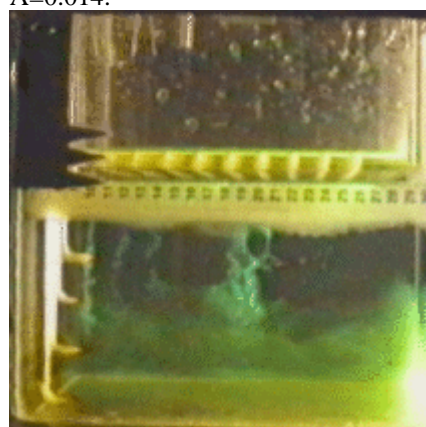


Figura IV.22(18). Ondulaciones de la internase estable de densidad que delimita superiormente a la capa mezclada ($t= 38.44$ s). Características: $\rho_{\text{Gel}}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

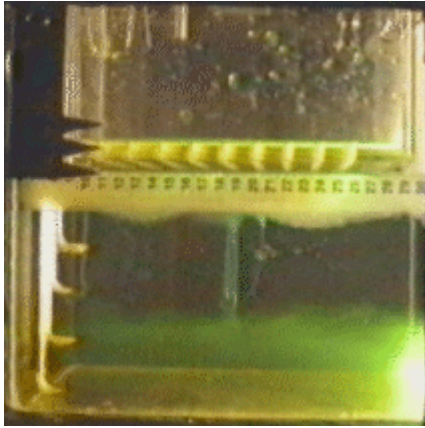


Figura IV.22(19). El proceso de mezcla turbulenta ha finalizado casi por completo. No hay estructura fina turbulenta ($t= 58.44$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

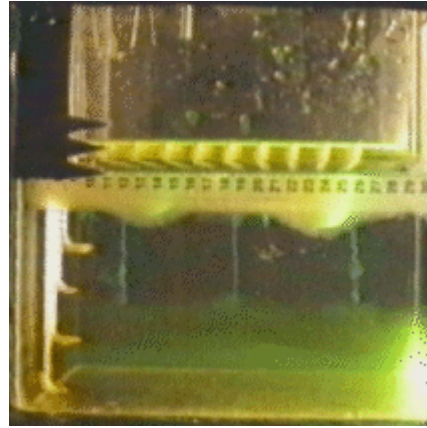


Figura IV.22(20). Estado final que alcanza el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta. Se observa nítidamente la capa mezclada y los restos de las protuberancias de gel ($t= 98.56$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.03$ g/cm³ y $A=0.014$.

IV.1.1 OTRAS DIGITALIZACIONES DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL CON UNA DISTRIBUCIÓN INESTABLE DE DENSIDAD

Este apartado presenta algunos resultados cualitativos adicionales que hacen referencia a las características de los fenómenos fluidos implicados en el proceso de mezcla parcial con una distribución inestable de densidad. Esta descripción es posible realizarla gracias a la utilización de las digitalizaciones de los vídeos experimentales realizadas con la aplicación DigImage (Dalziel, 1994). Estas digitalizaciones se centran en tres aspectos del proceso de mezcla parcial, que son su evolución temporal, el desarrollo del frente convectivo de los penachos turbulentos y el comportamiento de una columna fluida. El digitalizador DigImage realiza un proceso de digitalización que proporciona la obtención y grabación de secuencias temporales de fotogramas como las de la figura IV.23.

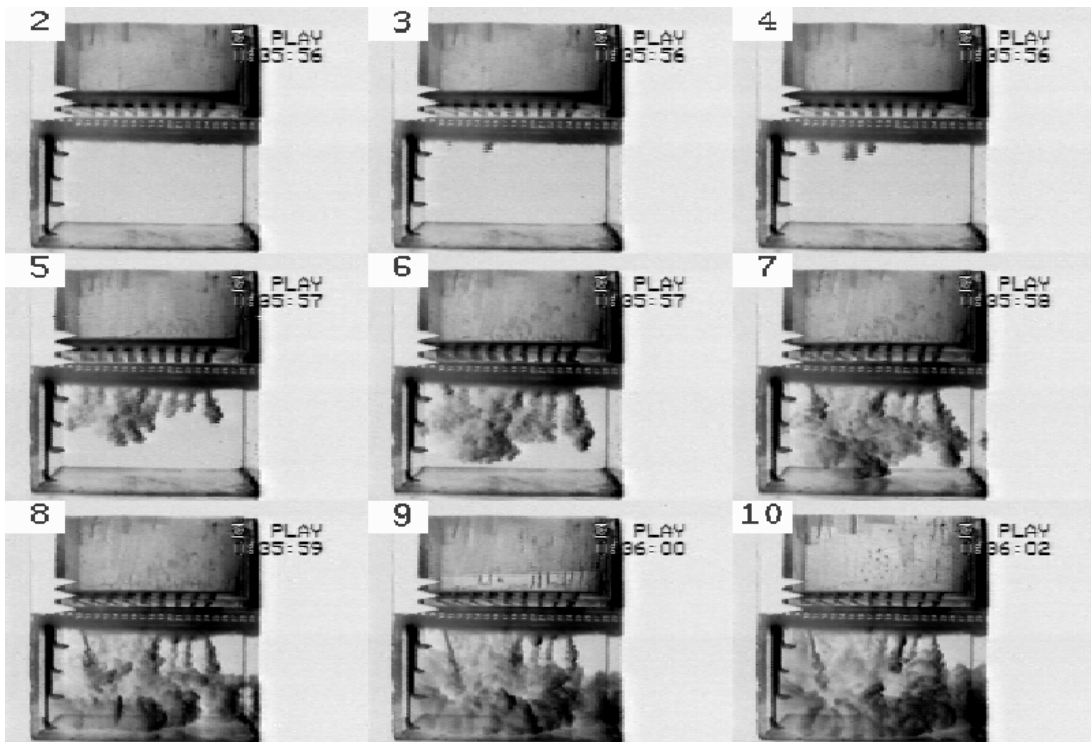


Figura IV.23. Primera parte del montaje fotográfico compuesto por 9 fotogramas obtenido con el DigImage a partir de un experimento realizado con visualización directa. Esta secuencia de imágenes se extiende desde el inicio de un experimento hasta aproximadamente la mitad del proceso de mezcla. Características experimentales:

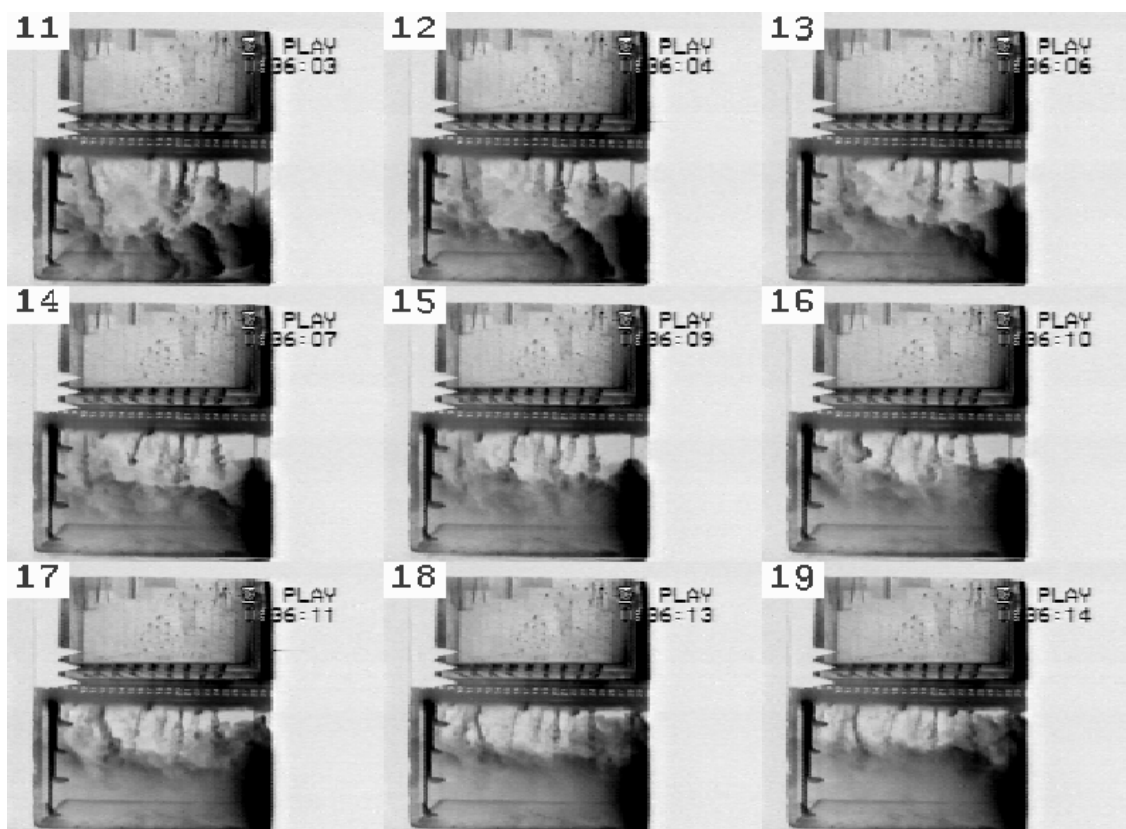


Figura IV.24. Segunda parte del montaje fotográfico compuesto por 9 fotogramas y obtenido con el DigImage. Esta secuencia de imágenes se extiende desde la mitad hasta aproximadamente el final del proceso de mezcla. Las características experimentales son las mismas que las de la figura IV.23.

Las secuencias temporales de fotogramas permiten alcanzar dos objetivos. El primero es que estas series representan la evolución temporal del proceso de mezcla parcial y, por ello, constituyen una descripción más completa del desarrollo de los penachos turbulentos y de otros fenómenos fluidos. El segundo objetivo es que posibilitan el análisis del desarrollo del frente convectivo y de la velocidad de descenso de los penachos turbulentos. Las figuras IV.23 y IV.24 presentan una de estas secuencias temporales de fotogramas tal y como es obtenida por el digitalizador DigImage.

El parámetro que determina el número de fotogramas seleccionados es la separación temporal Δt entre fotogramas sucesivos. La digitalización realizada con el DigImage ha considerado dos valores para esta magnitud, que son 0'020 segundos o 0'1 segundos.

El DigImage permite observar el desarrollo del frente convectivo de los penachos turbulentos desde otro punto de vista. Una de las funciones del DigImage permite obtener el comportamiento de la densidad del sistema fluido, más concretamente de la concentración salina existente, por medio de la evolución de un conjunto de isolíneas de intensidad. El valor de la intensidad se muestra mediante una escala de grises. Esta utilidad proporcionada por el digitalizador DigImage permite realizar una representación bidimensional de los contornos de igual intensidad, que también lo son de igual densidad, a partir de la selección de algunos fotogramas de la secuencia temporal. Las intensidades que son representadas en dichos contornos han sido previamente introducidas a través del software del digitalizador. No obstante, se desconoce la relación analítica entre la intensidad y la densidad, es decir, se desconoce a qué densidad corresponde cada uno de los contornos de intensidad (Dalziel, 1994).

Estos contornos bidimensionales de intensidad suministran información sobre la estructura del campo de densidad. De esta forma, es posible observar el desarrollo de los penachos mediante una serie de contornos de intensidad que, además, indican en qué regiones existe una mayor o menor densidad.

La serie de fotogramas correspondientes a las figuras IV.25 a IV.27 muestra el crecimiento del frente convectivo de los penachos turbulentos mediante una serie de representaciones bidimensionales de los correspondientes contornos de igual intensidad y que se asocian a la variación de la concentración salina del sistema fluido. Las figuras marcadas como (a) muestran los fotogramas asociados el fenómeno fluido real mientras que las figuras marcadas como (b) muestran el contorno bidimensional de concentración salina correspondiente.

Las figuras IV.25 (a) y (b) muestran el inicio del desarrollo de los penachos turbulentos individuales de fluido denso. Se observa el comienzo de la penetración en la capa ligera de los frentes convectivos asociados. Debido a que las características del procedimiento experimental, se crean simultáneamente varios penachos por lo que inicialmente no existe un frente convectivo único y continuo, sino un frente por penacho creado.

Las figuras IV.26 (a) y (b) muestran el desarrollo de los penachos turbulentos, observándose su interacción lateral, y la evolución temporal de sus frentes convectivos.

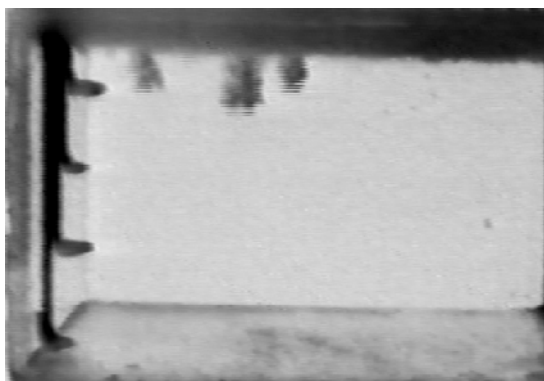


Figura IV.25 (a). Inicio de la formación simultánea de varios penachos turbulentos.

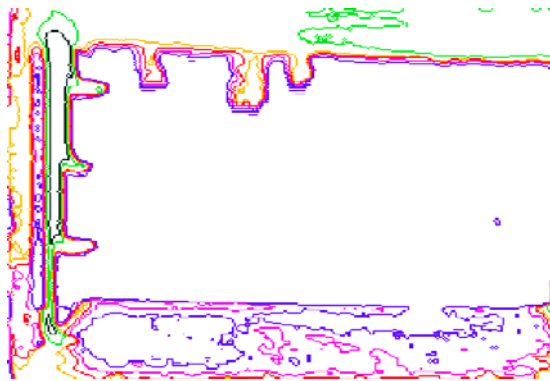


Figura IV.25 (b). Contornos bidimensionales de concentración salina correspondientes a los penachos de la figura IV.25 (a).



Figura IV.26 (a). Desarrollo vertical e interacción lateral de los penachos turbulentos correspondientes a la figura IV.25 (a).

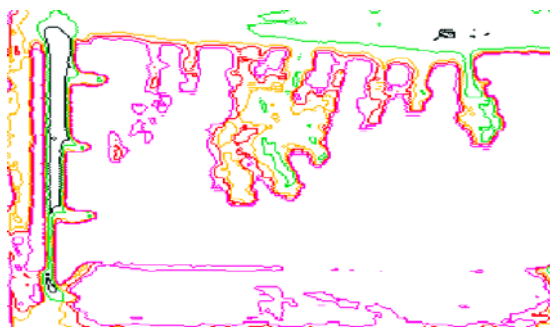


Figura IV.26 (b). Contornos bidimensionales de concentración salina correspondientes a los penachos de la figura IV.26 (a). Se observa claramente la interacción lateral entre los mismos.



Figura IV.27 (a). Pérdida de individualidad de los penachos correspondientes a la figura IV.25 (a) e inicio de un frente convectivo único.

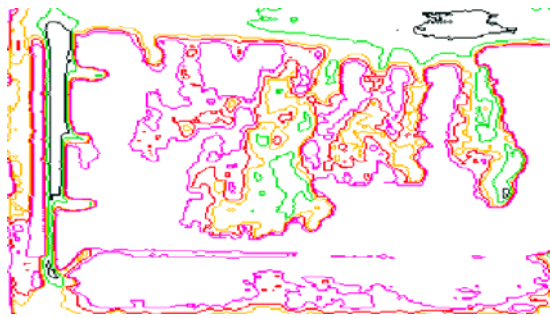


Figura IV.27 (b). Contornos bidimensionales de concentración salina correspondientes a la figura IV.27 (a). Se observa la pérdida de individualidad de los penachos y la formación del frente convectivo único.

Como consecuencia del desarrollo e interacción de los penachos turbulentos, finalmente, aparece un frente convectivo único que no llega a extenderse en toda la longitud de la parte frontal de la cubeta experimental como muestran las figuras IV.27 (a) y (b). A partir de estas digitalizaciones se observa que el flujo fluido

desarrollado exhibe diversas estructuras espaciales, destacando que la concentración salina, luego la densidad, es siempre mayor en el interior de los penachos que en su contorno. Esta característica se mantiene aproximadamente durante el desarrollo vertical de los penachos e implica la existencia de un núcleo no mezclado en su interior.

A continuación se muestra con mayor detalle el crecimiento de un único penacho turbulento mediante sus correspondientes representaciones bidimensionales de los contornos de intensidad asociados.

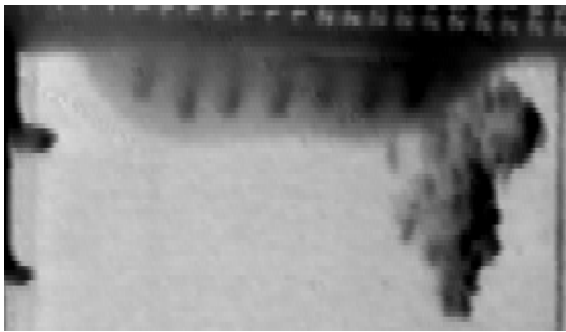


Figura IV.28 (a). Formación de un penacho turbulento que surge a partir de una protuberancia de gel CMC. Se observa la presencia de penachos incipientes en el interior de dicha protuberancia.

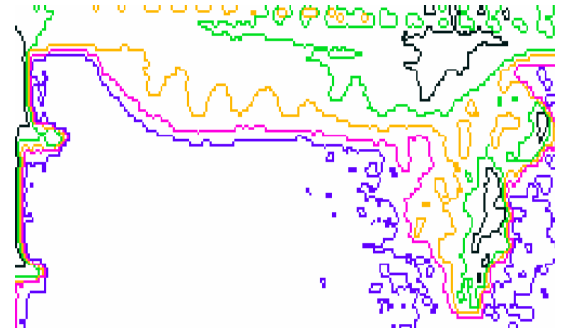


Figura IV.28 (b). Contornos bidimensionales de concentración salina correspondientes al penacho de la figura IV.28 (a). Aparecen delimitados los futuros penachos.

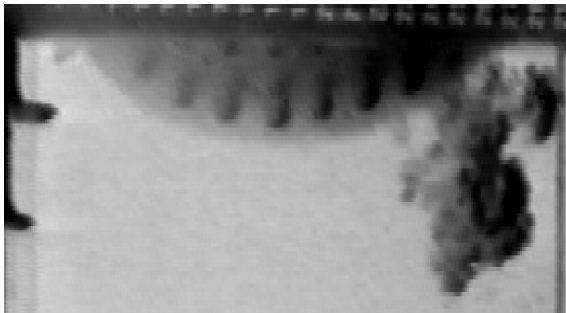


Figura IV.29 (a). Desarrollo vertical del penacho turbulento correspondiente a la figura IV.28 (a).



Figura IV.29 (b). Contornos bidimensionales de concentración salina correspondientes al penacho de la figura IV.29 (a).

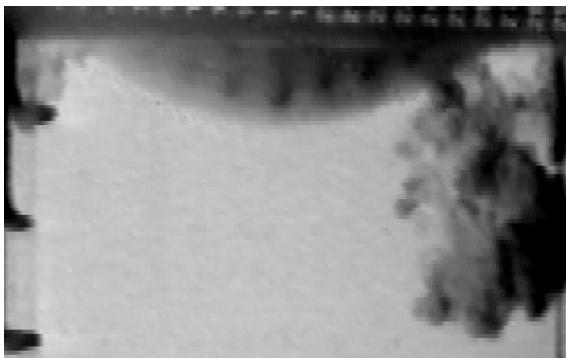


Figura IV.30 (a). Desarrollo del penacho correspondiente a la figura IV.28 (a).

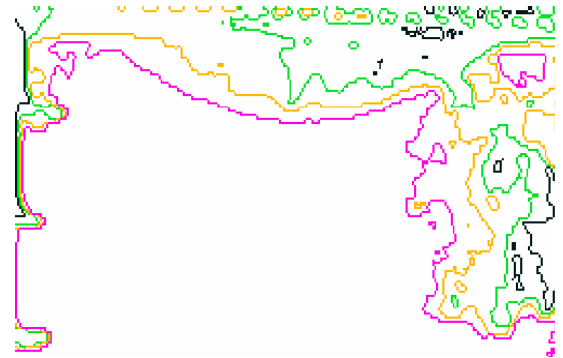


Figura IV.30 (b). Contornos bidimensionales de concentración de la figura IV.30 (a).

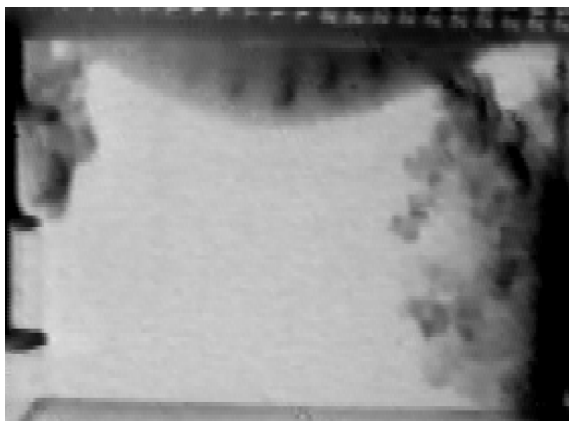


Figura IV.31 (a). Desarrollo del penacho correspondiente a la figura IV.28 (a) que alcanza el fondo de la cubeta experimental. Se inicia un nuevo penacho por la parte izquierda.

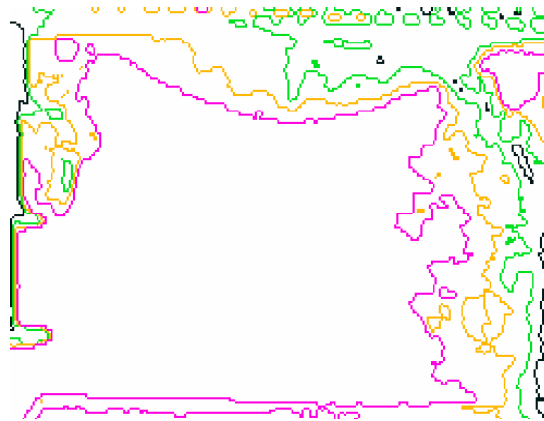


Figura IV.31 (b). Contornos bidimensionales de concentración salina correspondientes a la figura IV.31 (a). Se observan los dos penachos, uno plenamente desarrollado y otro iniciándose.

El digitalizador DigImage tiene incorporadas otras utilidades que permiten obtener la evolución temporal de una columna fluida que ha sido seleccionada previamente en uno de los fotogramas de la secuencia temporal. El comportamiento de una columna fluida permite observar la aparición y evolución de las ondas internas que se generan en el seno del fluido según aumenta la estratificación durante el proceso de mezcla. Las figuras IV.32 y IV.33 muestran las evoluciones temporales de dos columnas fluidas en las que se observan claramente dichas ondas, así como su atenuación con el tiempo.

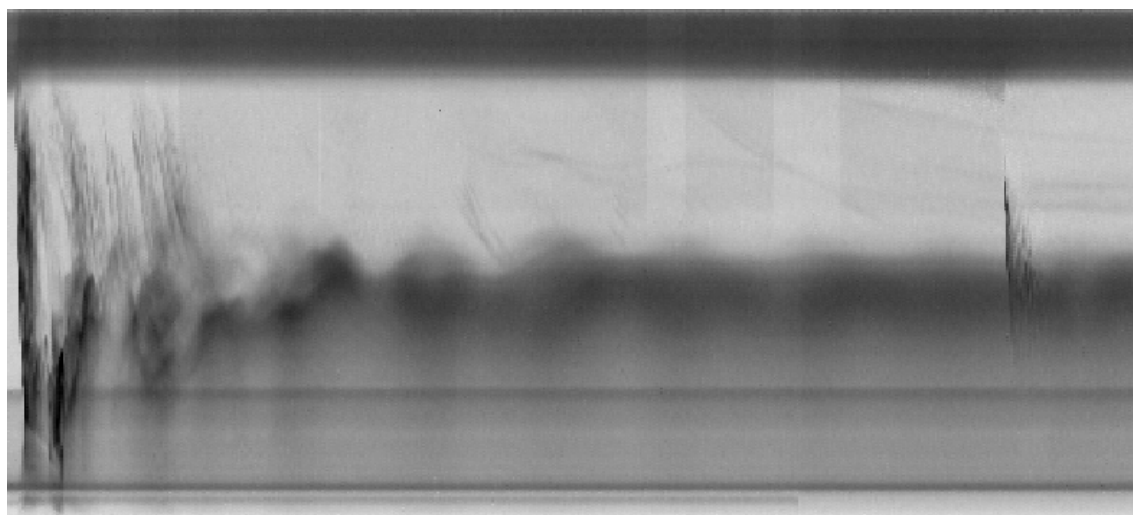


Figura IV.32. Evolución temporal de una columna fluida seleccionada dentro de la capa ligera del sistema fluido experimental en la que tiene lugar el proceso de mezcla parcial. Se observa claramente la presencia de ondas internas y su amortiguamiento con el tiempo.

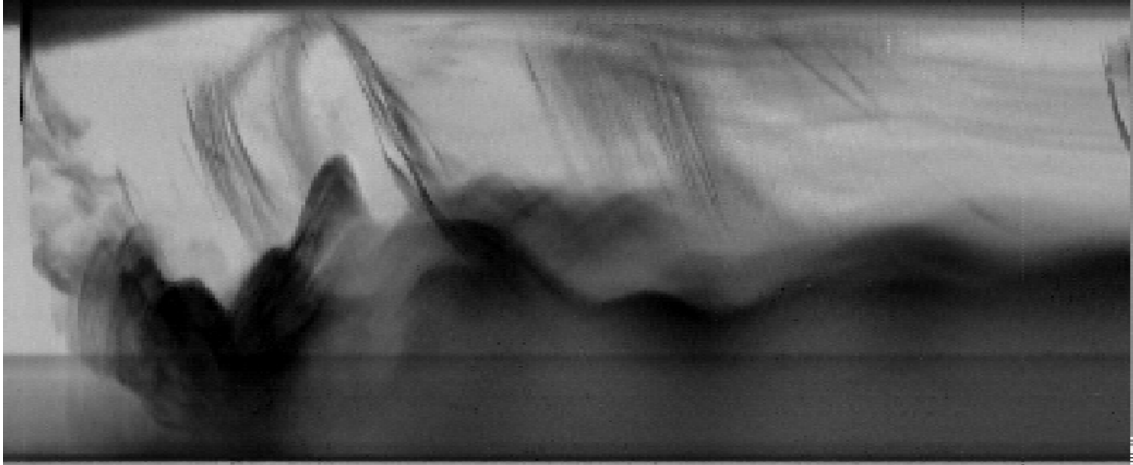


Figura IV.33. Evolución temporal de una columna fluida seleccionada dentro de la capa ligera del sistema fluido experimental en la que tiene lugar el proceso de mezcla parcial. Se observa la presencia de ondas internas más irregulares que en el caso de la figura IV.32.

La figura IV.33 muestra claramente la superposición de diferentes ondas internas que presentan distintas evoluciones temporales.

El tercer estudio realizado con el DigImage es la representación tridimensional de la intensidad asociada a la evolución temporal de una columna fluida. También es posible obtener los contornos de intensidad correspondientes a secciones horizontales y verticales obtenidas a partir de dicha evolución temporal.

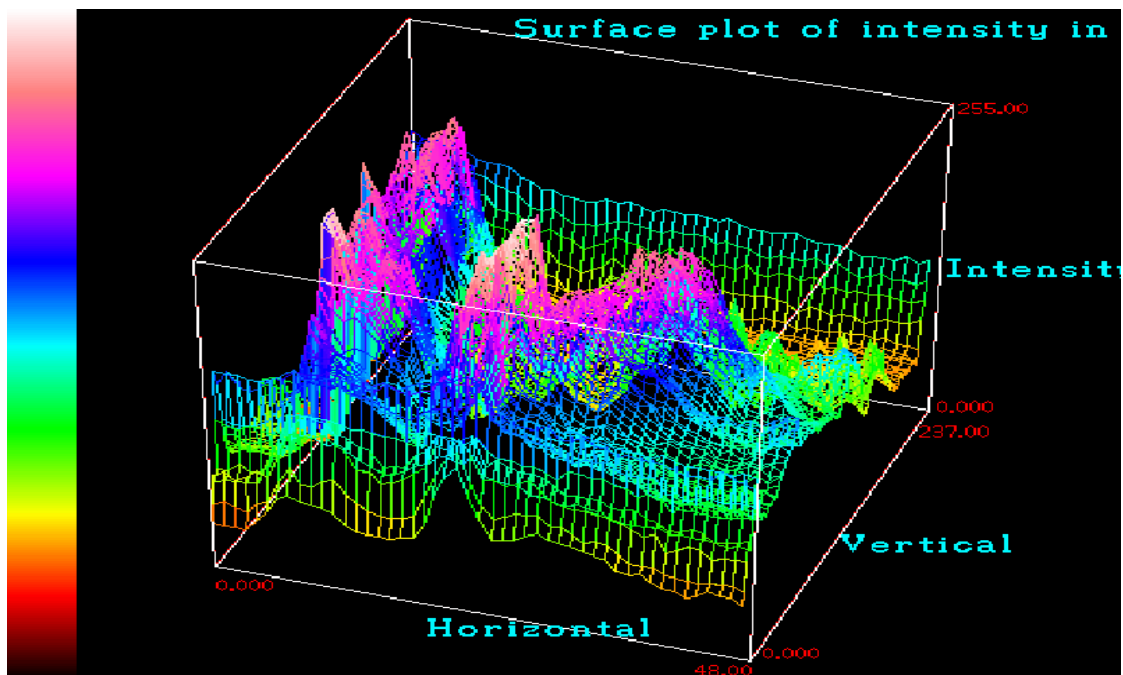


Figura IV.34. Representación tridimensional de la intensidad asociada a la evolución temporal de la columna fluida mostrada en la figura IV.32.

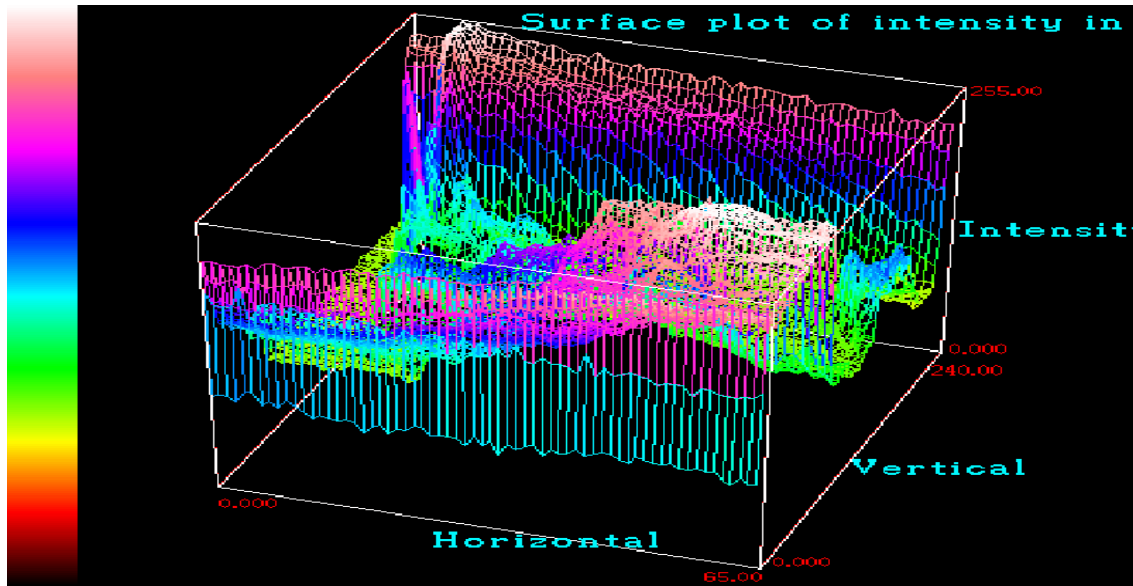


Figura IV.35. Representación tridimensional de la intensidad asociada a la evolución temporal de la columna fluida mostrada en la figura IV.33.

La figura IV.34 muestra la representación tridimensional de la intensidad asociada a la evolución temporal de la columna fluida mostrada en la figura IV.32, observándose la evolución del movimiento de las ondas internas. La figura IV.35 corresponde a la representación tridimensional de la intensidad asociada a la evolución temporal de la columna fluida mostrada en la figura IV.33. En este último caso se observa un patrón mucho más irregular como corresponde a la evolución de la figura IV.33.

IV.1.2 INFLUENCIA DE UNA INTERFASE ESTABLE DE DENSIDAD

En el apartado IV.1 se ha descrito cualitativamente las características esenciales del proceso de mezcla parcial realizado en un sistema fluido experimental con una distribución inicial de densidad que es inestable. En dicha descripción, el proceso de mezcla se ha supuesto dividido en tres etapas que son inicial, intermedia y final.

La última de estas etapas se caracteriza por la formación de una interfase estable de densidad que separa la capa mezclada de la capa ligera que no ha intervenido en la mezcla (figuras IV.17(21), IV.18(20), IV.19(23), IV.20(22), IV.21(18) y IV.22(20)). Dado que tenemos una interfase estable de densidad, los resultados relacionados con el comportamiento y mezcla a través de interfases estables pueden ser aplicables a la situación presente en la etapa final del proceso de mezcla parcial.

Durante el proceso de mezcla tienen lugar dos fenómenos importantes que a continuación introducimos brevemente. El primero es que la aparición de los penachos turbulentos genera en la capa ligera una zona o volumen en el que no es posible la mezcla (apartado VI.2). El segundo es el aumento de la estratificación estable en el seno de la capa mezclada. La conjunción de ambos fenómenos desemboca en la aparición de la interfase estable de densidad que delimita superiormente la capa mezclada estratificada. Por ello, parte de la energía puesta en juego se emplea para realizar un trabajo en contra de las fuerzas de flotabilidad que puede generar ondas internas (Linden, 1979). Dichas ondas de gravedad recorren la interfase estable y se amortiguan con el tiempo.

En general, las ondas internas distorsionan una distribución de densidad dada pero no son capaces de modificarla de modo permanente a menos que se rompan. Entonces su ruptura produce turbulencia constituyendo un mecanismo adicional de mezcla (Derbyshire y Redondo, 1990; Yagüe, 1992).

La energía disipada por las ondas internas que se propagan lateralmente por una interfase es directamente proporcional a la diferencia de densidad que existe a través de dicha interfase (Redondo, 1987; Yagüe, 1992). Por tanto, cuanto más tiempo se mantenga una interfase estable sin ser erosionada, mayor cantidad de

energía se disipará. Esta conclusión tiene que entenderse en el contexto de una interfase estable de densidad que está siendo destruida mediante algún mecanismo. Esto no se corresponde con nuestra situación experimental en la que dicha interfase estable se está creando y no se está destruyendo.

Según se ha descrito en el apartado IV.1, el final del proceso de mezcla turbulenta se caracteriza por presentar un aumento de la estratificación estable en el estado final del sistema fluido experimental. Este resultado es consecuencia, por una parte, del hecho de que la capa mezclada es estratificada y, por otro lado, de que el proceso de mezcla es parcial por la influencia de los penachos turbulentos. El aumento de la estratificación estable se verifica mediante la presencia de las ondas internas que tiene lugar para valores mayores que 1 del número de Richardson (Yagüe, 1992). Bajo estas circunstancias, empiezan a actuar las fuerzas de flotabilidad asociadas a la estratificación estable y la mezcla comienza a decrecer¹. Esta conclusión es importante porque implica que si el proceso de mezcla turbulenta no fuera parcial y no surgiera una estratificación estable - no se formara la interfase estable de densidad- como resultado del mismo, la eficiencia de mezcla sería mayor. La verificación de esta conclusión se realiza en el apartado VI.2 en el que se han calculado las eficiencias de mezcla correspondientes a una capa mezclada homogénea y una capa mezclada estratificada. A partir de la comparación de estas eficiencias se obtiene que la primera siempre es mayor que la correspondiente al segundo caso, verificándose la descripción cualitativa que se acaba de proponer.

Por tanto, se concluye que existen varias cuestiones básicas que caracterizan el comportamiento de la etapa final del proceso de mezcla parcial: la existencia de un proceso de mezcla que es parcial, la aparición de una estratificación estable en el sistema fluido experimental constituida por una capa mezclada que está delimitada superiormente por una interfase estable densidad y la generación de ondas internas en dicha interfase.

¹ Las fuerzas de flotabilidad limitan el tamaño mayor que se permite para los remolinos turbulentos más eficientes en la producción de mezcla. A partir de este momento, la generación de inestabilidades de pequeña escala provocadas por zonas en las que hay fluido denso situado por encima del fluido más ligero ("*overturning*") decrece e incluso puede llegar a cesar (Dillon, 1982; Itsweire, 1984). Como consecuencia disminuye la mezcla y, por ello, la eficiencia de mezcla será menor.

IV.2 DESCRIPCIÓN DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL CORRESPONDIENTE A UNA DISTRIBUCIÓN ESTABLE DE DENSIDAD

Este apartado presenta la descripción cualitativa del comportamiento del proceso de mezcla parcial realizado bajo condiciones iniciales de una distribución de densidad que es estable. El motivo de la existencia de pruebas experimentales realizadas con estratificación estable es completar el rango de valores del número de Atwood y tener en cuenta las diferentes condiciones experimentales existentes.

El procedimiento experimental utilizado es el mismo que el empleado para los experimentos con una distribución de densidad inestable (apartado III.2.3). No obstante, existe una gran diferencia en el comportamiento dinámico y en el desarrollo del proceso de mezcla que depende de la relación de densidades existentes entre la capa densa y la ligera, es decir, del número de Atwood A . Si las condiciones experimentales son las correspondientes a una estratificación estable, el número de Atwood (apartado V.2.1) es negativo porque la hasta ahora denominada capa densa tiene menor densidad que la capa ligera y que el estrato de gel CMC:

$$\rho_D < \rho_L \Rightarrow A < 0 \quad (4.1)$$

El hecho de que la capa densa tenga menor densidad que la ligera implica que cuando entren en contacto durante el proceso de mezcla las fuerzas de flotabilidad asociadas no lo favorecerán porque se opondrán al movimiento relativo de estos dos fluidos. Entonces podría deducirse que no existe proceso de mezcla dado que la energía procedente de la flotabilidad es negativa y los fluidos ni siquiera deberían entrar en contacto. Sin embargo, esta conclusión es equívoca como lo indican los fotogramas de las figuras IV.36 a IV.40 que muestran un proceso de mezcla parcial realizado con una distribución inicial de densidad que es estable. El proceso de mezcla es posible gracias a la existencia de una energía potencial inicial añadida al sistema fluido por la altura H_o a la que se sitúa la capa densa como se describe y analiza en el apartado V.3.1 del presente capítulo.

A continuación, se muestran una serie de fotogramas correspondientes a la evolución temporal de un experimento de mezcla parcial realizado en un sistema fluido experimental que tiene una distribución inicial de densidad que es estable.

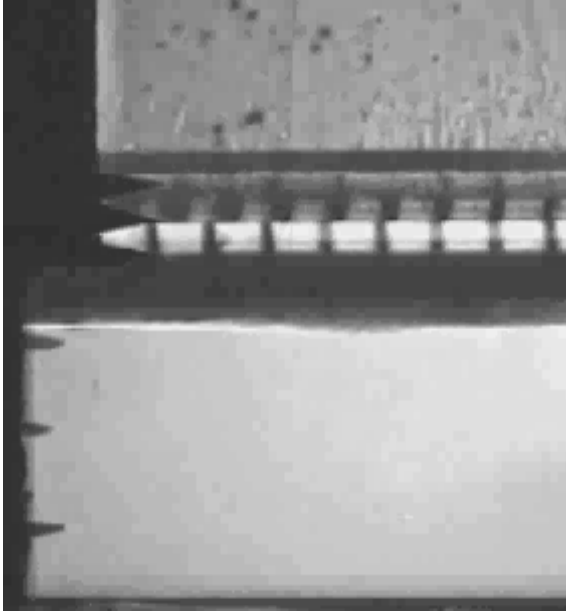


Figura IV.36. Sistema fluido experimental con una distribución de densidad que es estable. Este fotograma constituye el origen temporal de la secuencia de digitalización ($t=0$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

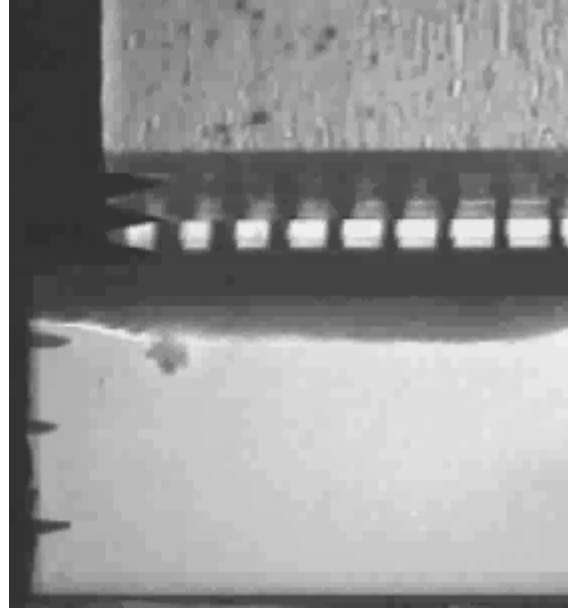


Figura IV.37. Inicio del proceso de mezcla turbulenta con el desarrollo de un penacho turbulento ($t= 0.48$ s). Se observa una ligera deformación en el estrato de gel CMC. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

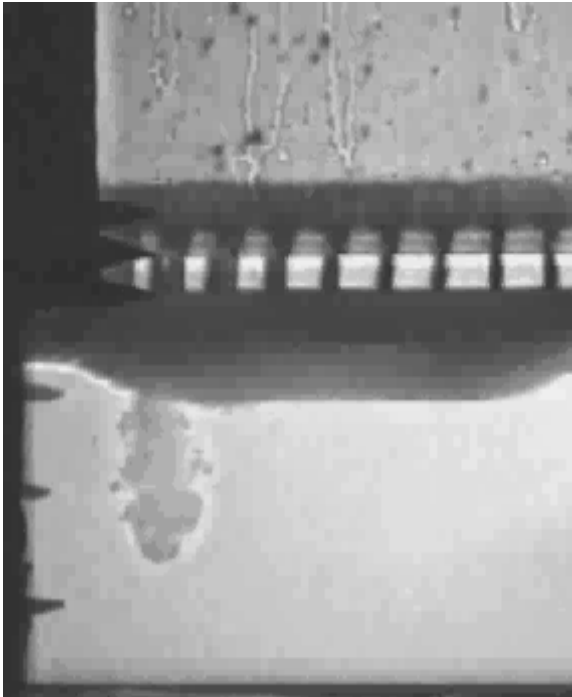


Figura IV.38. Desarrollo vertical del penacho turbulento de la figura IV.37. Mantiene aún su típica estructura ($t= 1$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

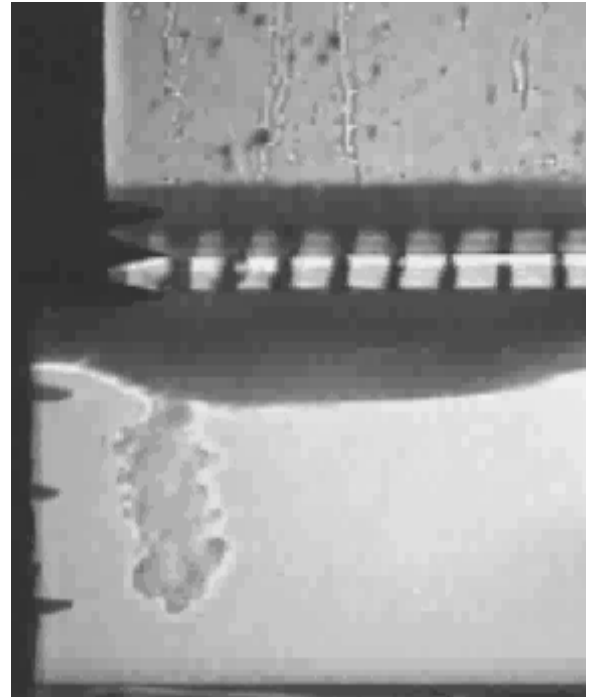


Figura IV.39. Desarrollo vertical del penacho turbulento ($t= 1.4$ s). Apenas es perceptible la microestructura fina. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

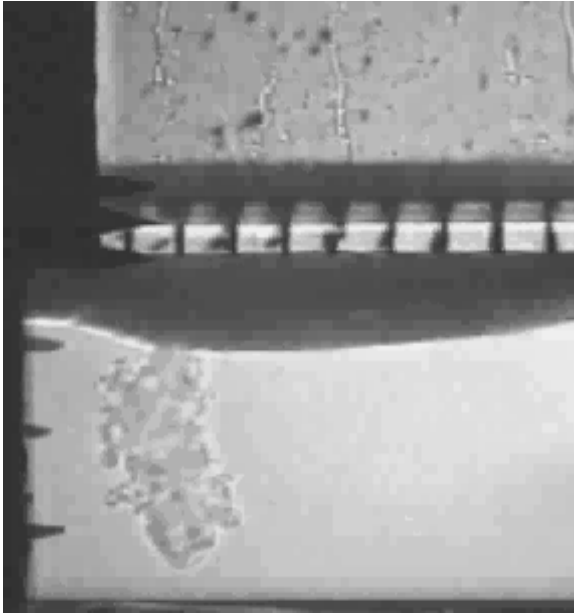


Figura IV.40. Evolución del penacho turbulento cuya estructura típica comienza a deteriorarse ($t=2$ s). El penacho comienza a ser frenado por las fuerzas de flotabilidad. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

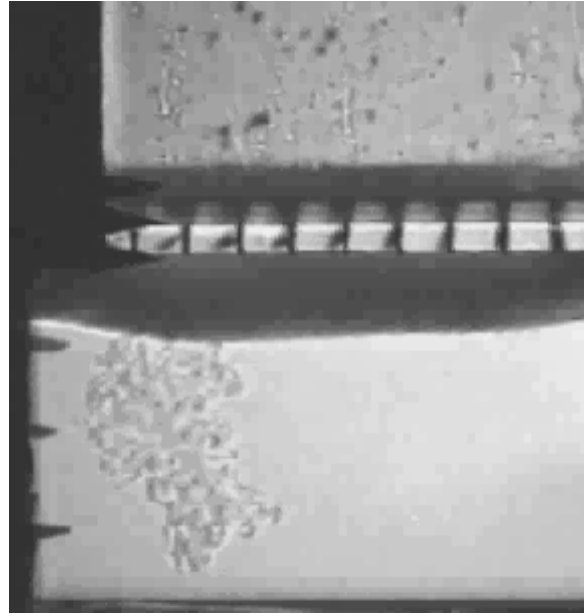


Figura IV.41. Finalización del desarrollo del penacho turbulento, que ha perdido su estructura. Las fuerzas de flotabilidad sobrepasan al empuje del penacho ($t=2.72$ s). Se observa una notable microestructura fina. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

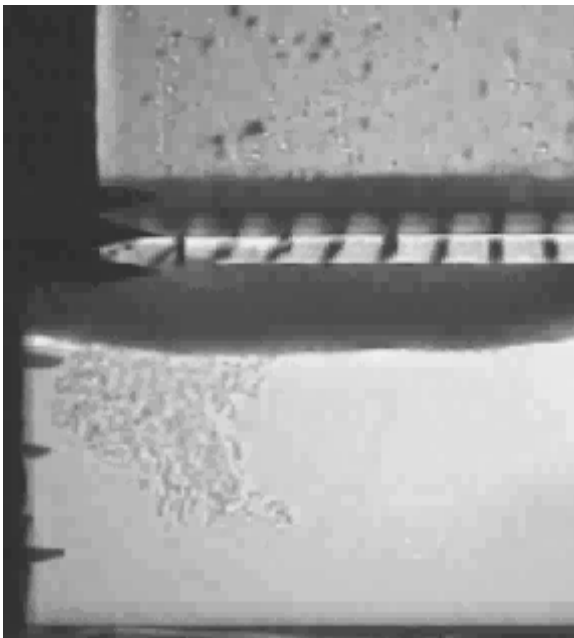


Figura IV.42. El penacho como tal ha desaparecido y el dominio de las fuerzas de flotabilidad opuestas al movimiento descendente es completo ($t=3.16$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

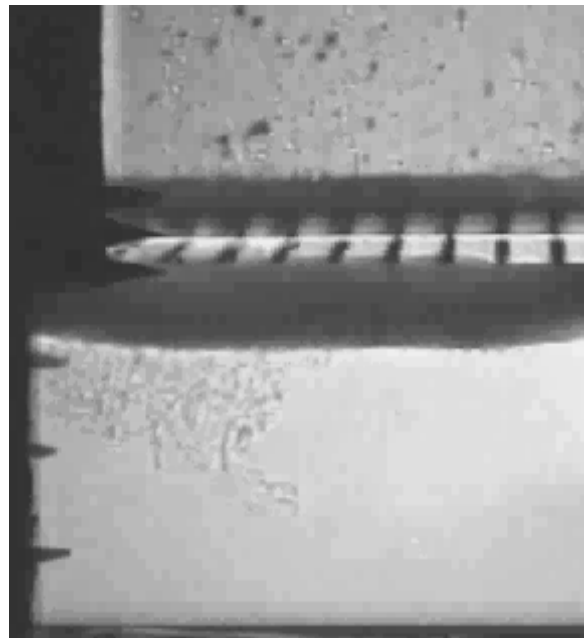


Figura IV.43. La estructura fluida resultante de la desaparición del penacho se eleva por flotabilidad negativa. Existe turbulencia con microestructura fina ($t=3.88$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

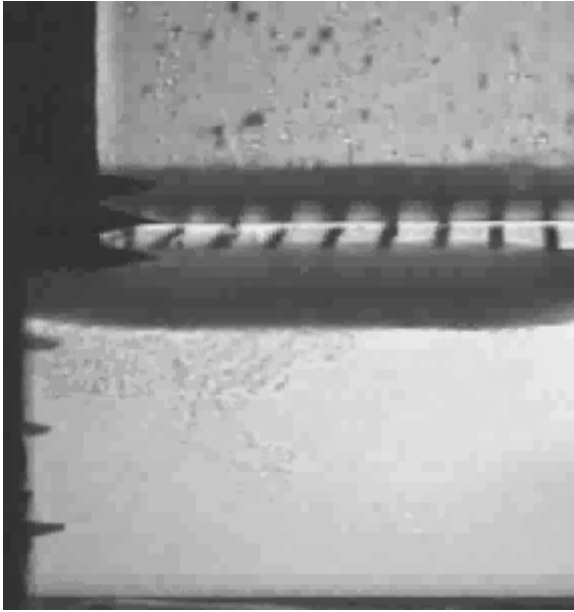


Figura IV.44. La estructura fluida resultante cada vez se eleva más y se desarrolla menos ($t= 6.36$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

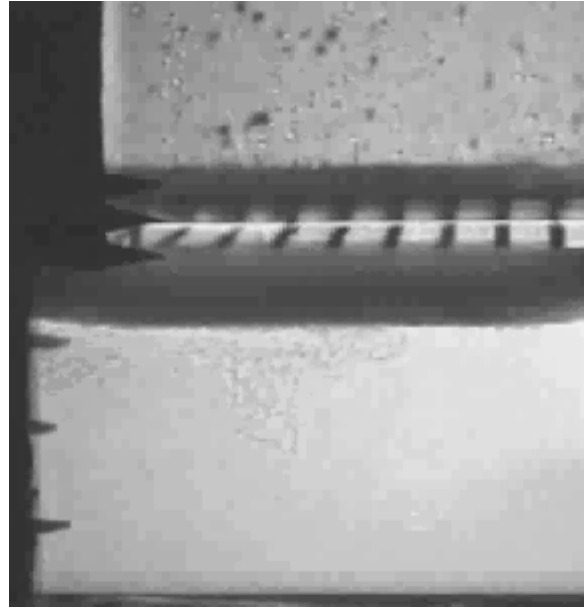


Figura IV.45. La estructura fluida comienza a desaparecer según se va extendiendo y la microestructura fina disminuye ($t= 10.24$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

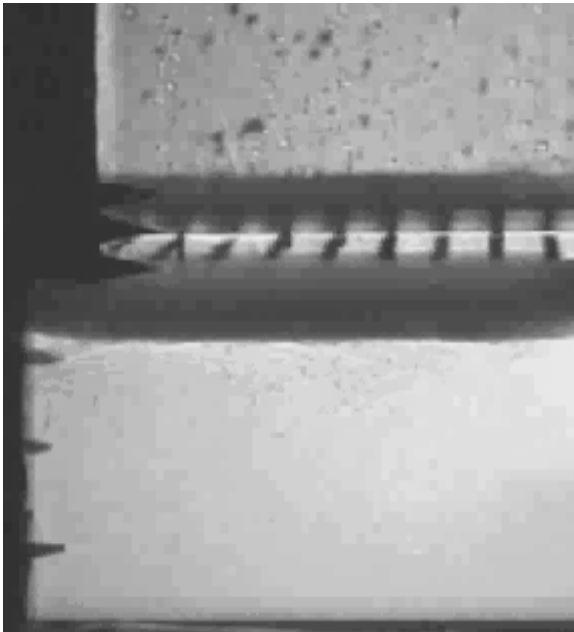


Figura IV.46. Desaparición de cualquier estructura fluida. La turbulencia decae lentamente ($t= 22.24$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

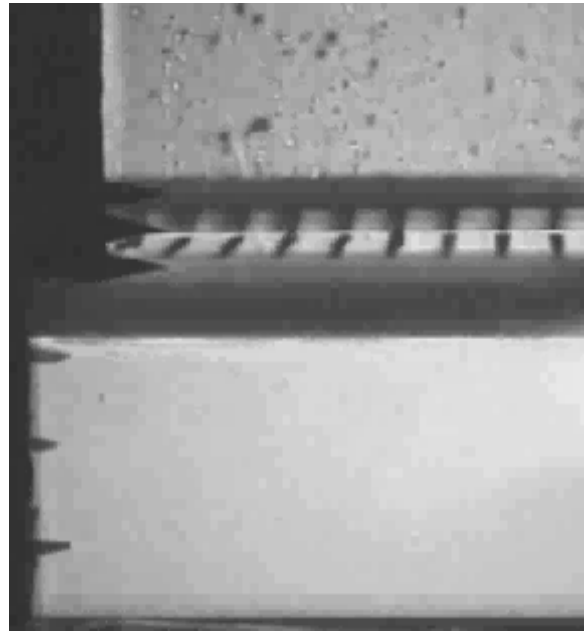


Figura IV.47. Estado final del proceso de mezcla turbulenta ($t= 102.16$ s). Se observa una estrecha capa mezclada situada debajo del estrato de gel CMC. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

Según se observa en la serie de fotogramas de las figuras IV.36 a IV.47, la capa densa comienza el experimento penetrando a través del estrato de gel CMC y entrando en contacto con la capa ligera. Este proceso se realiza preferentemente a través de la generación de penachos turbulentos forzados antes que mediante la formación de protuberancias (figuras IV.37 a IV.40). Se destaca que el número de penachos que puedan formarse es bastante inferior si lo comparamos con el caso inestable (figura IV.4). Estos penachos, como el de la figura IV.37, se desarrollan gracias a la energía inicial que posee la capa densa. Según se consume esta energía el efecto siempre presente de las fuerzas de flotabilidad, que son contrarias al sentido del movimiento del penacho porque se tiene una distribución de densidad que es estable, comienza a actuar (figura IV.41). De esta forma, en primer lugar, se frena el crecimiento del penacho. Posteriormente, la estructura del penacho es deformada y se observa que su frente convectivo es aplastado (figuras IV.42 y IV.43). Según transcurre el tiempo, el efecto de la flotabilidad negativa es dominante destruyéndose el penacho que queda reducido a una estructura fluida alargada que es elevada lentamente (figuras IV.44 a IV.46). Finalmente, todo queda reducido a la aparición de una delgada capa fluida situada debajo del estrato de gel CMC, que es la capa mezclada. Esta es una de las características distintivas de los experimentos realizados bajo una estratificación estable: la capa mezclada se constituye debajo del estrato de gel CMC, en contacto con el mismo, y por encima de la capa ligera no mezclada. Por tanto, la interfase estable de densidad delimita inferiormente a la capa mezclada a diferencia de lo que pasaba en el caso inestable. Estos resultados están en relación directa con el efecto de la flotabilidad que impide que el fluido denso penetre una gran profundidad en la capa ligera.

Los fluidos constituyentes del sistema fluido con una distribución estable de densidad poseen densidades distintas por lo que sí existe un proceso de mezcla en el sentido clásico del término. Esta mezcla se realiza principalmente durante el desarrollo del penacho turbulento, pero también tiene lugar durante la transformación del penacho en la estructura fluida indefinida a juzgar por la presencia de la microestructura turbulenta visible en los fotogramas (figuras IV.42 a IV.46).

Dado que la intensidad de la flotabilidad existente como consecuencia de la diferencia de densidad entre los fluidos se representa por el número de Atwood A sería de esperar que cuanto mayor sea el valor de este parámetro adimensional, más

grande debería ser la virulencia del proceso de mezcla. A partir de la observación cualitativa de la digitalización de las pruebas experimentales bajo condiciones estables se deduce que la intensidad turbulenta y, de hecho, la microestructura turbulenta parecen no aumentar al incrementarse el número de Atwood. Por tanto, podría concluirse que otra de las diferencias de los experimentos con distribución de densidad estable es la menor intensidad de la mezcla por efecto de la flotabilidad contraria al proceso.

La división del proceso de mezcla en tres etapas como se ha hecho para el caso inestable no es tan práctica en el presente caso por la dificultad existente en la diferenciación de las sucesivas etapas. En concreto, la etapa inicial se extendería desde el primer contacto entre los dos fluidos hasta que se generan algunos penachos turbulentos que se desarrollan verticalmente aunque su movimiento de descenso es frenado por la flotabilidad negativa. Esto hace que apenas se produzca recirculación en el fluido de la capa ligera en el que penetran los penachos. La gran diferencia de la etapa inicial en el caso estable es que la interacción entre los penachos es más difícil y, de hecho, no alcanzan el fondo de la cubeta experimental debido al efecto contrario de las fuerzas de flotabilidad. Como consecuencia no se genera ninguna corriente de gravedad horizontal por la parte posterior de la cubeta.

La etapa intermedia comienza con el retroceso evidente de los penachos generados y se extiende hasta que se empieza a vislumbrar la futura capa mezclada junto con una incipiente interfase estable de densidad que la delimita inferiormente. La principal diferencia de esta etapa es la deformación de los penachos generados hasta que pierden por completo su estructura característica y dejan de existir como tales. No se genera turbulencia de gran intensidad ni una gran microestructura fina, pero existen.

Al disminuir la diferencia de densidad entre la capa densa y la mezclada, la turbulencia decae y se aprecia la formación de la interfase estable con nitidez. La etapa final del proceso de mezcla bajo una distribución estable de densidad es aquella en la que se constituye definitivamente la interfase estable de densidad que separa la capa mezclada del resto de la capa ligera que no ha participado en la mezcla y que se sitúa debajo suyo. A partir de la observación de las digitalizaciones no se concluye que existan ondas internas recorriendo la mencionada interfase estable aunque teóricamente sería de esperar.

Por otra parte, existe una ligera diferenciación en el comportamiento del fenómeno en función de la viscosidad del gel μ_G . A nivel cualitativo se puede decir que los dos comportamientos distintivos del caso inestable, que son el predominio de la formación de protuberancias si la viscosidad es grande o el predominio de la generación de penachos forzados si la viscosidad es menor, no son tan evidentes si existe una distribución de densidad que es estable. Por tanto, el factor determinante de los fenómenos fluidos que se desarrollan en este caso son las fuerzas de flotabilidad y no tanto la viscosidad del gel.

IV.3 DESCRIPCIÓN DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL CORRESPONDIENTE A UNA DISTRIBUCIÓN NEUTRA DE DENSIDAD

Este apartado presenta la descripción cualitativa del comportamiento del proceso de mezcla parcial realizado bajo condiciones iniciales de una distribución de densidad que es indiferente. Este tipo de pruebas con estratificación neutra se han realizado para tener en cuenta otras condiciones experimentales posibles y completar el rango de valores del número de Atwood, igual que sucedía en el caso estable.

El procedimiento experimental utilizado es el mismo que el empleado para los experimentos con una distribución de densidad inestable (apartado III.2.3). La única diferencia reside en que ahora la capa densa y la capa ligera tienen la misma densidad, de hecho, son la misma disolución salina. Por otra parte, la densidad de la capa densa es ligeramente mayor que la del estrato de gel CMC por lo que no se ve impedida a atravesar dicho estrato por efecto de la flotabilidad. A pesar de que el procedimiento experimental es el mismo, existe una gran diferencia en el desarrollo del proceso de mezcla.

Si el sistema fluido presenta una distribución de densidad que es indiferente, el número de Atwood (apartado V.2.1) es nulo:

$$\rho_D = \rho_L \Rightarrow A = 0 \quad (4.2)$$

El comportamiento dinámico y la evolución del proceso de mezcla depende del número de Atwood A en el sentido de que su valor nulo indica que las fuerzas flotabilidad correspondientes no impiden ni favorecen el movimiento relativo de los fluidos. Dado que el número de Atwood es nulo y no se modifica para el caso neutro, la viscosidad del gel ν_G tendrá una influencia mayor lo que permite que exista una ligera diferenciación en el comportamiento en función del gel. Los geles CMC utilizados son los mismos que en el caso inestable y estable.

El número de Atwood A ha sido hasta ahora considerado como una medida indirecta de cómo será la intensidad turbulenta desarrollada durante el proceso de mezcla parcial porque dicha turbulencia es en parte consecuencia del efecto de la flotabilidad inicial representada por A . Si la situación experimental inicial tiene una distribución de densidad que es neutra, entonces este parámetro adimensional es nulo, y, según lo anterior, podría concluirse que no existe efecto de la flotabilidad ni existiría turbulencia por ella generada. Sin embargo, esta conclusión es errónea

porque en el caso neutro la turbulencia y el proceso de mezcla están directamente relacionados con la energía potencial inicial adicional debido al efecto de H_o y no tanto con la flotabilidad inicial consecuencia de la diferencia de densidad entre los fluidos que en este caso no existe. El movimiento entre los fluidos tiene lugar gracias a esta energía potencial adicional mientras que la flotabilidad inicial no favorece ni impide este movimiento.

Por tanto, si el sistema fluido tiene inicialmente una distribución de densidad que es indiferente las fuerzas flotabilidad correspondientes no impiden ni favorecen el proceso de mezcla entre los fluidos. Esto implica que no existe contribución energética por parte de la flotabilidad inicial y que existe otra fuente energética: el proceso se realiza exclusivamente gracias a la energía potencial inicial adicional existente porque la capa densa se sitúa a una altura H_o respecto del estrato de gel CMC.

Por otra parte, si la distribución de densidad es indiferente el proceso de mezcla que tiene lugar no es el proceso típico en el sentido siguiente. Al ser una situación neutra los fluidos constituyentes del sistema poseen la misma densidad y esto implica que no existe variación de la densidad durante el proceso de mezcla que podría describirse como un proceso de *entremezcla de fluidos de igual densidad*. Como consecuencia la capa mezclada resultante posee la misma densidad que la capa ligera y la densa.

Los fenómenos fluidos característicos de la situación indiferente abarcan desde la ausencia de los mismos hasta la generación tanto de penachos turbulentos como de protuberancias de gel que eran ambos propios del caso inestable. La diferencia reside en que en el presente caso se generan con mayor dificultad debido al déficit energético existente, su desarrollo es menor y más lenta su evolución. Sin embargo, puede afirmarse que estos fenómenos son más probables que en la situación estable.

A continuación, se muestran una serie de fotogramas correspondientes a la evolución temporal de un experimento de mezcla parcial realizado bajo la condición de una distribución inicial de densidad que es indiferente.

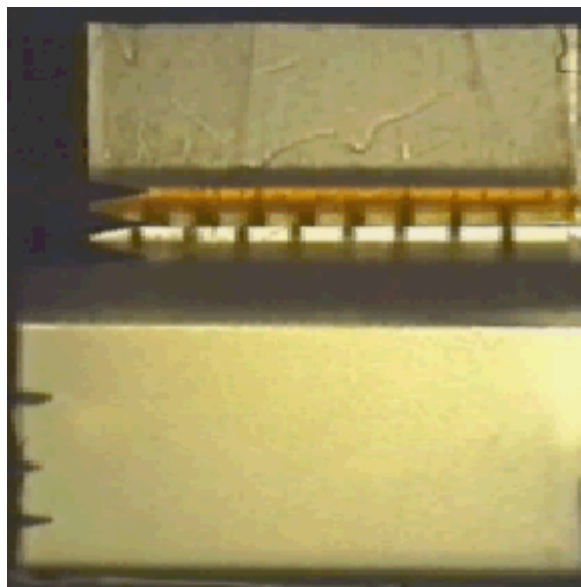


Figura IV.48. Sistema fluido experimental con una distribución inicial de densidad que es indiferente. Este fotograma constituye el origen temporal de la secuencia de digitalización (0 s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0$.

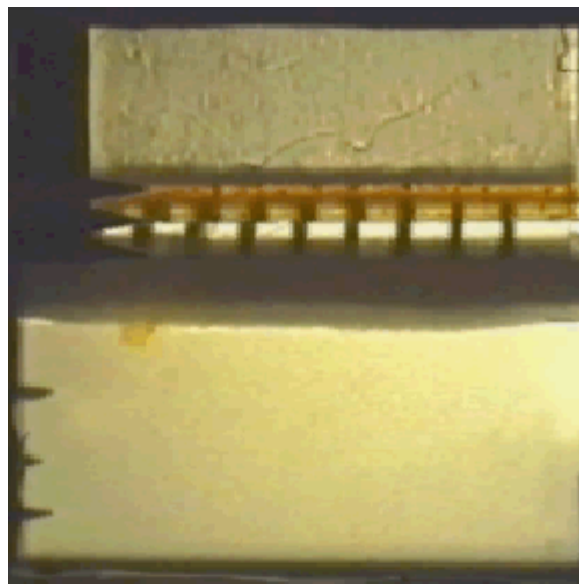


Figura IV.49. Inicio del proceso de mezcla turbulenta mediante la aparición de un penacho turbulento ($t= 0.32 \text{ s}$). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0$.

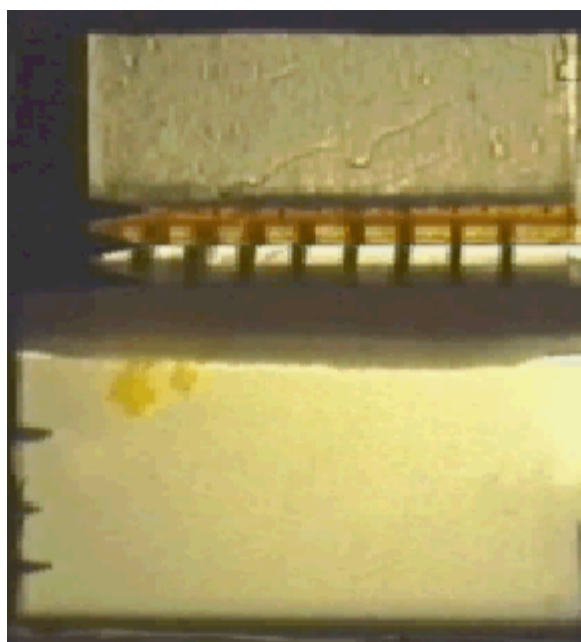


Figura IV.50. Desarrollo vertical del penacho turbulento de la figura IV.49 y aparición de un nuevo penacho ($t= 0.44 \text{ s}$). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0$.

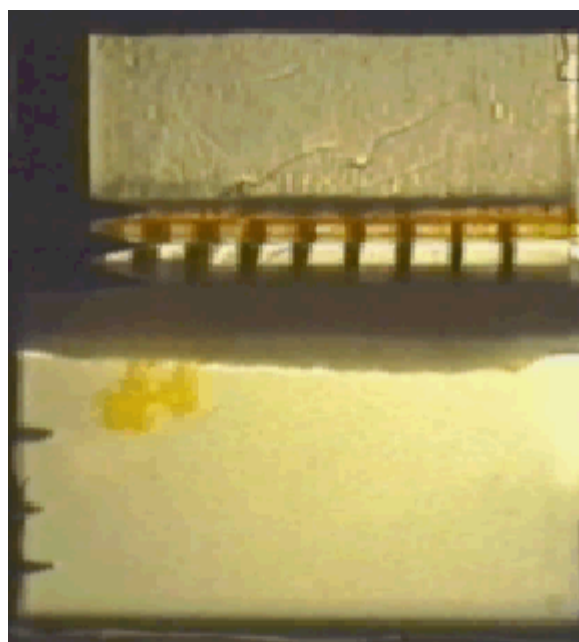


Figura IV.51. Desarrollo vertical de los penachos turbulentos con su típica estructura ($t= 0.48 \text{ s}$). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0$.

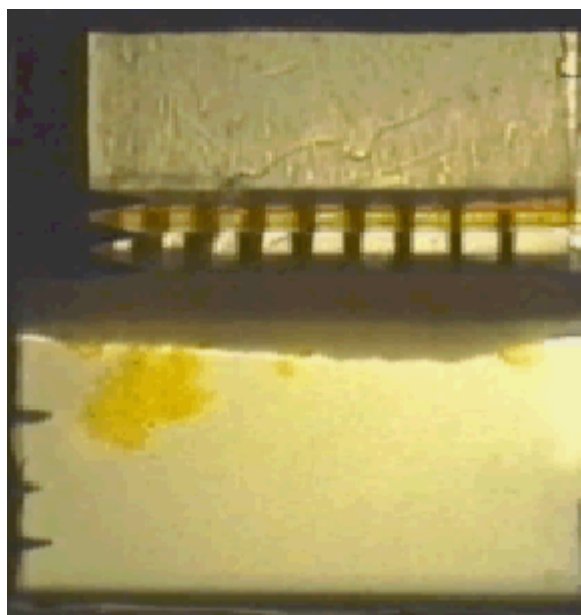


Figura IV.52. Evolución de los penachos turbulentos que comienzan a interactuar lateralmente ($t= 0.64$ s). Formación incipiente de nuevos penachos. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

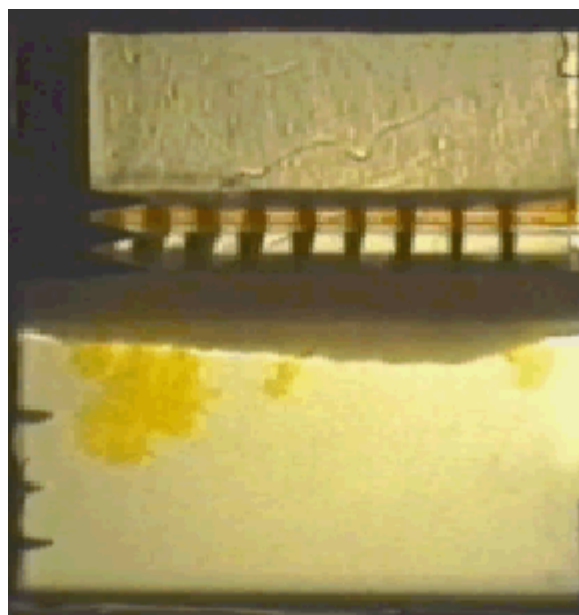


Figura IV.53. Evolución de los penachos turbulentos con interacción lateral ($t= 0.72$ s). Formación inicial de una protuberancia de gel. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

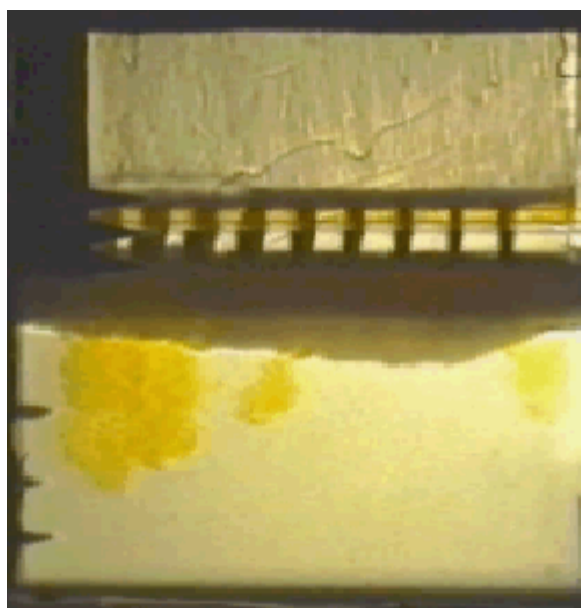


Figura IV.54. Evolución de los penachos turbulentos y de la protuberancia de gel ($t= 0.92$ s). Los primeros penachos han desaparecido como tales. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

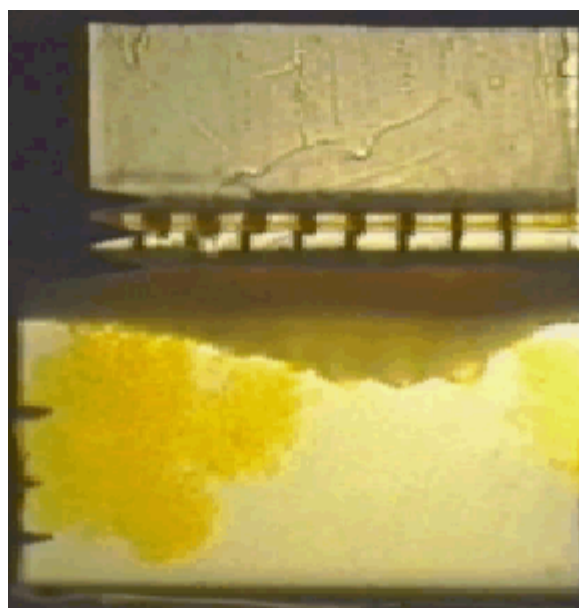


Figura IV.55. Interacción lateral generalizada entre los penachos turbulentos ($t= 1.52$ s). La protuberancia de gel comienza a romperse a través de la formación de varios penachos. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

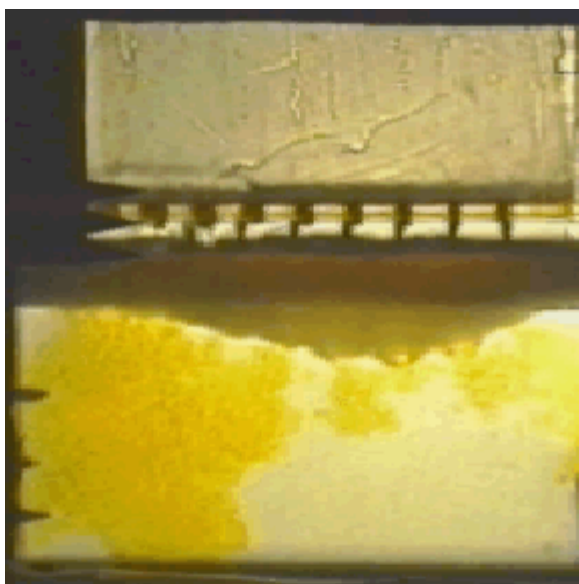


Figura IV.56. La protuberancia de gel se rompe generando varios penachos turbulentos que comienzan a desarrollarse ($t= 2.32$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

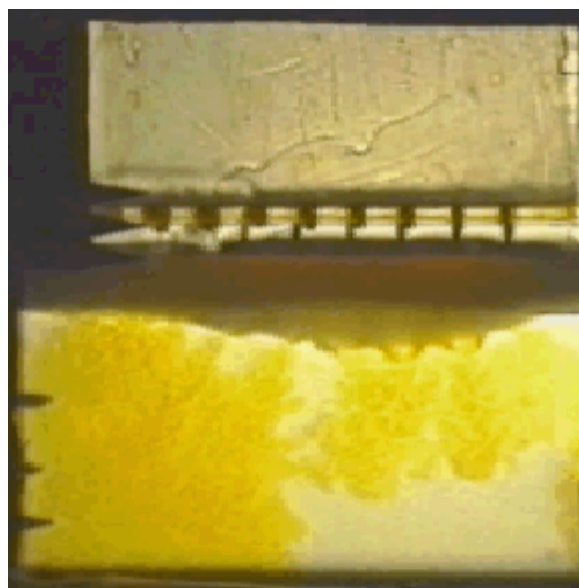


Figura IV.57. Interacción generalizada entre todos los penachos turbulentos desarrollándose en el interior de la capa ligera ($t= 3.72$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

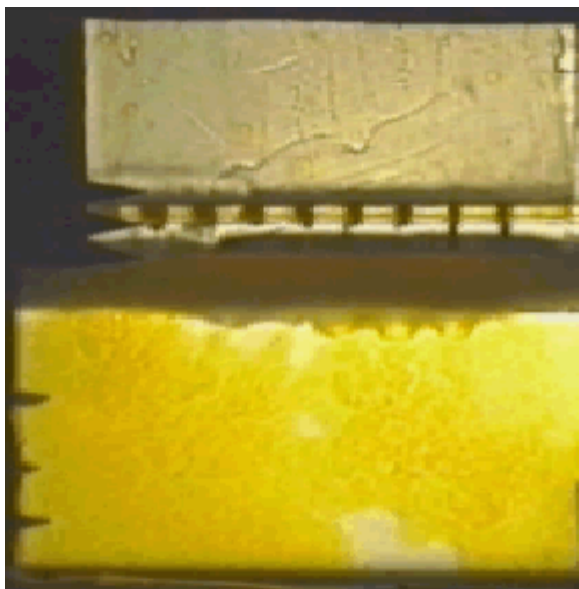


Figura IV.58. Desarrollo pleno del proceso de mezcla con turbulencia generalizada. Los penachos turbulentos han desaparecido y se inicia la formación de la capa mezclada ($t= 7.92$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

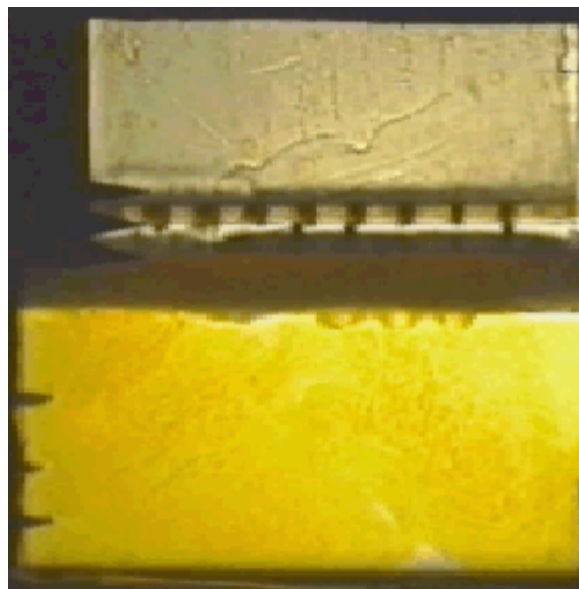


Figura IV.59. Mezcla generalizada en el interior de la cubeta experimental. La microestructura fina comienza a disminuir. Aún se observan zonas de origen de penachos ($t= 11.32$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

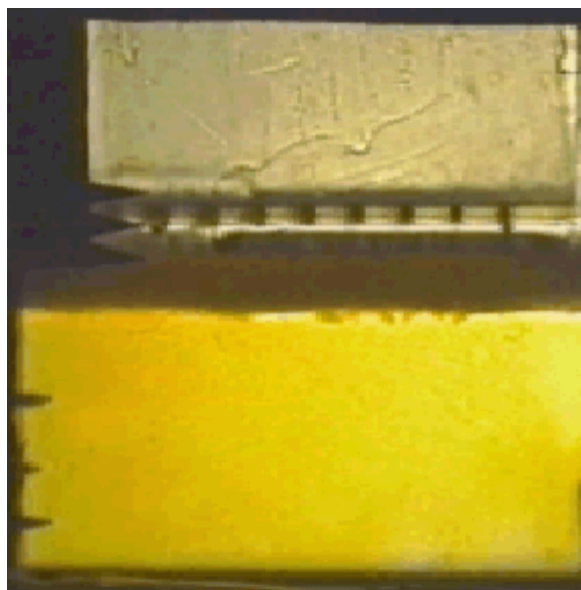


Figura IV.60. Disminución de la turbulencia, luego de la mezcla. La microestructura fina prácticamente ha desaparecido y la capa mezclada ya es identificable ($t= 14.92$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

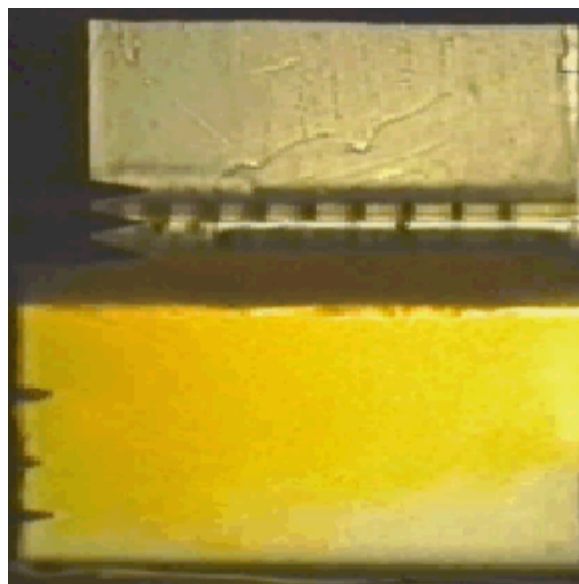


Figura IV.61. La capa mezclada ya formada y tras rebotar en el fondo de la cubeta experimental se eleva lentamente ($t= 36.92$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

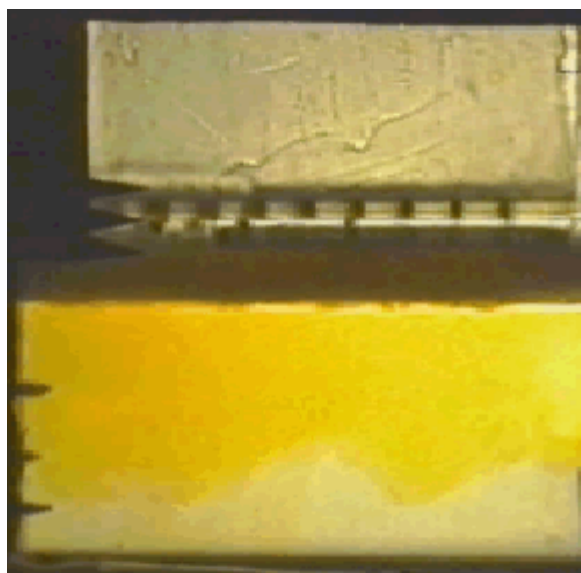


Figura IV.62. Movimiento de ascenso de la capa mezclada ($t= 48.52$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

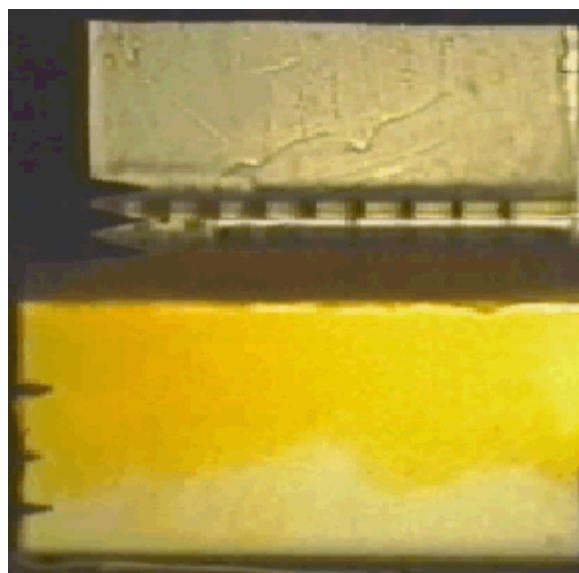


Figura IV.63. Estado final del proceso de mezcla turbulenta bajo condiciones neutras ($t= 57.88$ s). Se observa una capa mezclada de espesor variable situada debajo del estrato de gel CMC. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

La figura IV.48 muestra el inicio de un experimento de mezcla turbulenta con una distribución inicial de densidad que es indiferente. Este inicio coincide con la caída de la capa densa sobre el estrato de gel CMC. A continuación, la capa densa atraviesa el estrato de gel y entra en contacto con la capa ligera que tiene su misma densidad (figuras IV.49). Se observa claramente que se generan penachos turbulentos cuyo desarrollo e interacción (figuras IV.50 a IV.57) dan lugar al proceso de mezcla turbulenta que se extiende a todo el volumen de la cubeta experimental. Hasta este momento el experimento de mezcla es semejante al que se produce en el caso de la distribución inestable de densidad, salvo por el menor número de penachos turbulentos formados. El desarrollo de los penachos turbulentos y de la mezcla tiene lugar mientras existe suficiente energía potencial inicial suministrada por la altura H_o de la capa densa.

La diferencia más notable se observa hacia el final del proceso de mezcla. Las figuras IV.58 a IV.63 muestran que según se constituye la capa mezclada ésta asciende. Este ascenso es consecuencia del rebote de la capa mezclada contra el fondo de la cubeta experimental. De nuevo, el efecto de las fuerzas de flotabilidad asociadas a la situación indiferente son las que determinan el comportamiento posterior. Hacia el final del proceso, la energía inicial se ha consumido lo que provoca que la capa mezclada tras su ligero ascenso quede *suspendida* en el fluido ambiente, que es la capa ligera, sin apenas desarrollo posterior como se observa en los últimos fotogramas. Entonces, el proceso de mezcla parece quedar *congelado*. Como consecuencia, la capa mezclada que se constituye tiene una extensión irregular y se sitúa debajo del estrato de gel sin alcanzar el fondo de la cubeta experimental. Por ello, la interfase estable que separa la capa mezclada de la capa ligera que no interviene en la mezcla no es horizontal sino que puede presentar ondulaciones.

En general, la intensidad de la microestructura fina y del proceso de mezcla están, en este caso, directamente relacionados con la energía potencial inicial, y no tanto con la flotabilidad consecuencia de la diferencia de densidad existente entre los fluidos que como tal no existe.

La división del proceso de mezcla en tres etapas es semejante a la realizada en la situación inestable. La etapa inicial se correspondería con la formación, desarrollo vertical de los penachos turbulentos (figuras IV.49 a IV.54). Su movimiento de descenso no es ni favorecido ni inhibido por la flotabilidad respecto del fluido ambiente, generando una ligera recirculación en el fluido de la capa ligera

e iniciando así la mezcla. La etapa intermedia se correspondería con la interacción lateral de los penachos turbulentos generándose así otro mecanismo de mezcla (figuras IV.55 a IV.58). No se desarrolla una gran microestructura fina, luego la turbulencia no es de gran intensidad. Durante esta fase intermedia comienza la formación de la futura capa mezclada. Al decaer la turbulencia comienza a apreciarse la interfase estable con nitidez. La etapa final es aquélla en la que se constituye definitivamente dicha interfase estable que limita inferiormente la capa mezclada y así la separa del resto de la capa ligera que no ha participado en la mezcla (figuras IV.59 a IV.63).

A continuación, se muestran otra serie de fotogramas asociados a la evolución temporal de un experimento de mezcla correspondiente a una distribución neutra de densidad realizado con el gel más viscoso. El número de Atwood es el mismo que en la serie de fotogramas correspondientes a las figuras IV.48 a IV.63 puesto que es nulo y no hay variación del mismo de unas pruebas a otras. Esta nueva serie permite apreciar cualitativamente las pequeñas diferencias de comportamiento existentes entre experimentos realizados con distintos geles CMC.

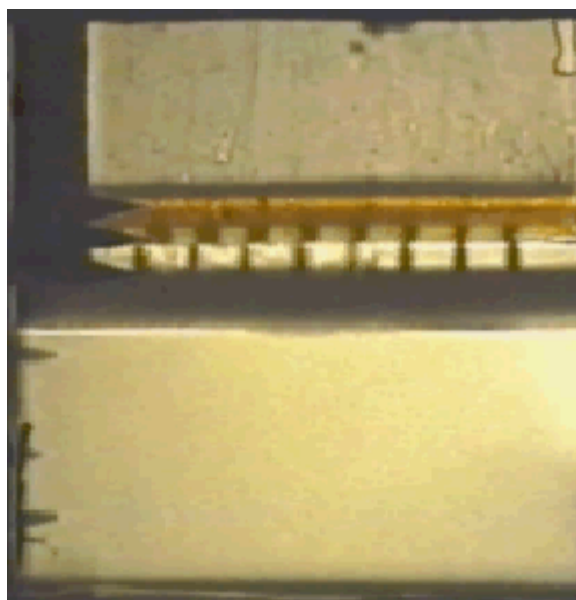


Figura IV.64. Sistema fluido experimental con una distribución inicial de densidad que es neutra. Este fotograma constituye el origen temporal de la secuencia de digitalización ($t=0$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

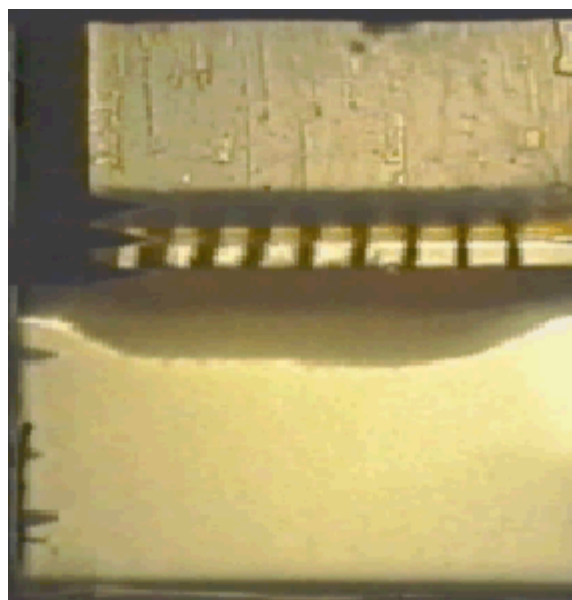


Figura IV.65. Inicio del proceso de mezcla turbulenta. La capa densa no es capaz de atravesar el estrato de gel CMC y queda retenida en él. Inicio de la formación de una protuberancia ($t=1.08$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

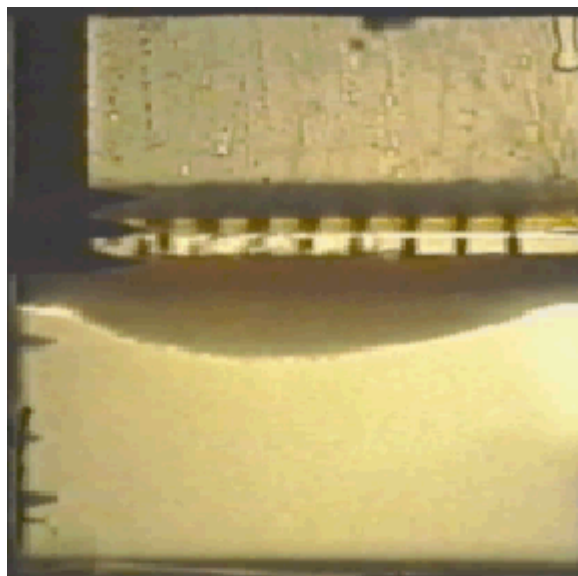


Figura IV.66. Crecimiento de la protuberancia generada en el estrato de gel CMC ($t= 1.64$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

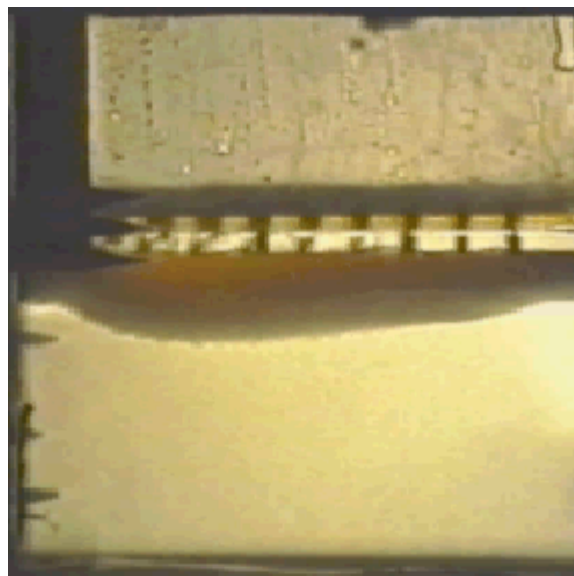


Figura IV.67. Evolución de la protuberancia de gel CMC. Se observa la capa densa retenida en su interior ($t= 2.2$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

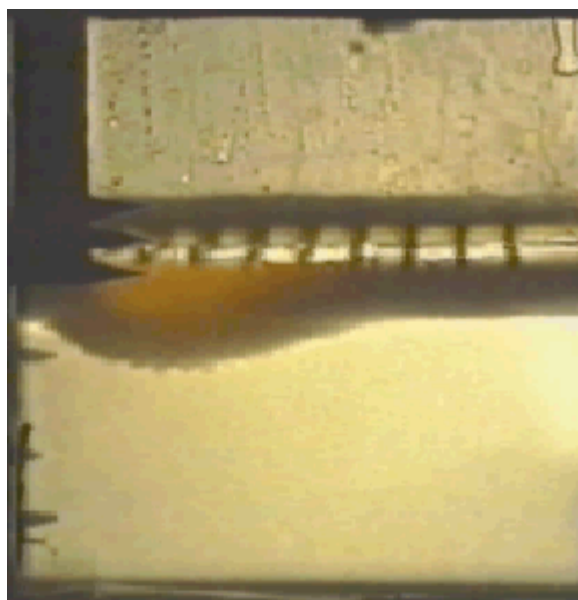


Figura IV.68. La capa densa contenida en el interior de la protuberancia de gel comienza a concentrarse en una zona ($t= 9.48$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

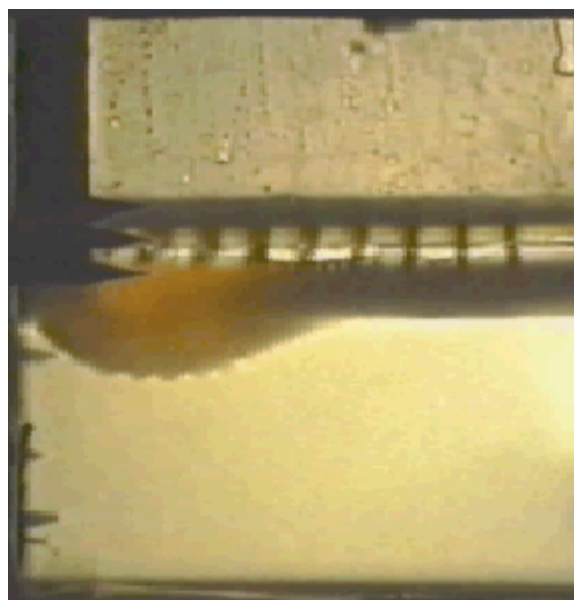


Figura IV.69. La protuberancia de gel adquiere una forma más redondeada mientras la capa densa de su interior presiona por salir ($t= 27.08$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

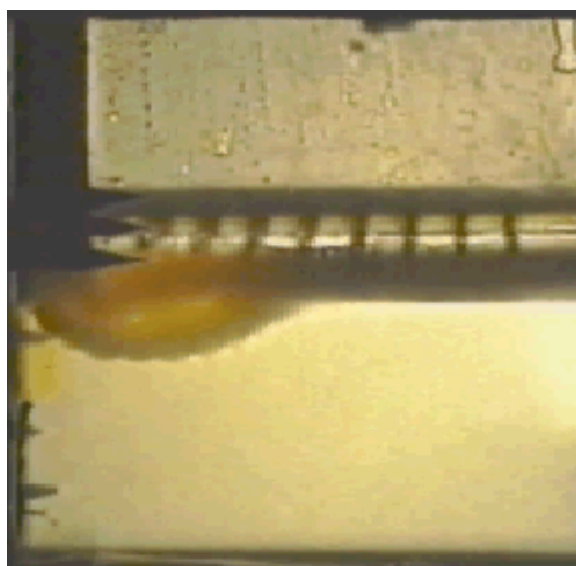


Figura IV.70. La protuberancia de gel se rompe y la capa densa comienza a fluir sin forma definida entrando en contacto con la capa ligera ($t= 47.88$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

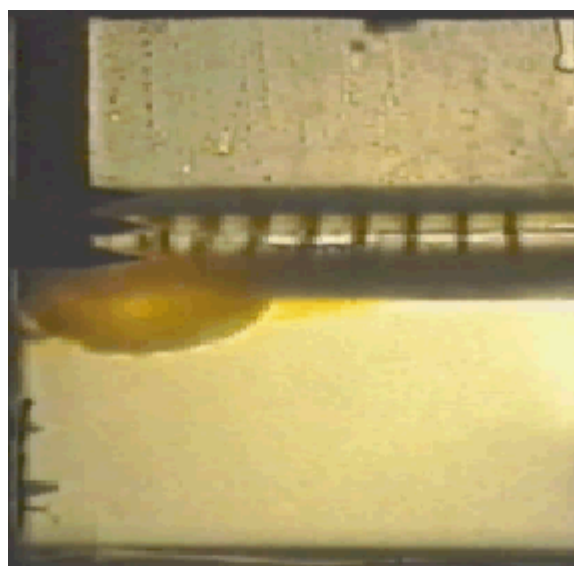


Figura IV.71. Continúa la ruptura de la protuberancia de gel. La capa densa fluye lentamente sin la aparición de ninguna estructura fluida ($t= 53.48$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

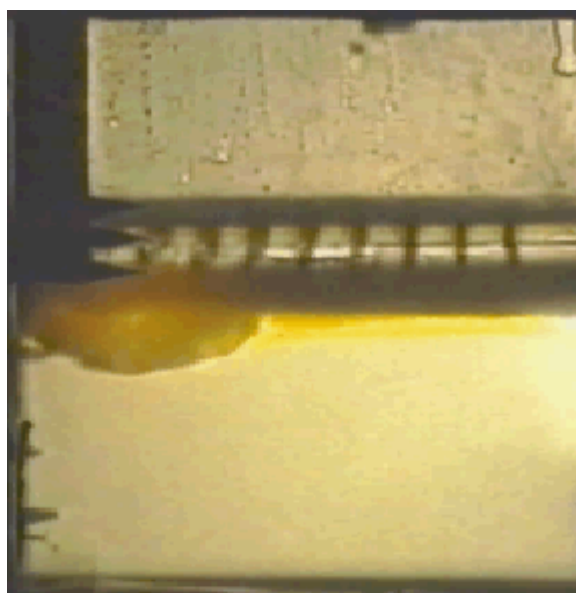


Figura IV.72. La capa densa se extiende a lo largo de la cubeta experimental sin la aparición de ninguna estructura fluida ($t= 81.48$ s). Durante este proceso tiene lugar la mezcla Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

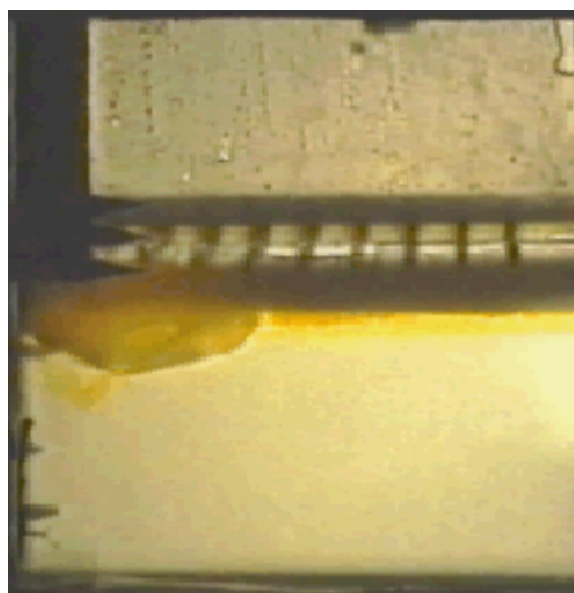


Figura IV.73. La protuberancia de gel comienza a perder su forma característica (*"se desinfla"*) al vaciarse de la capa densa ($t= 97.68$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

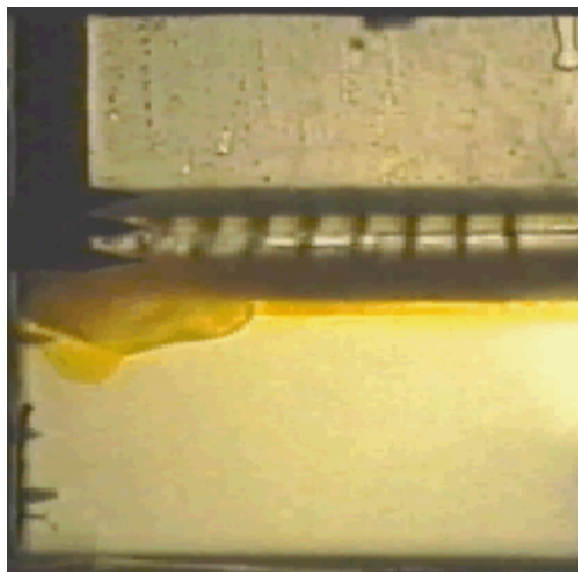


Figura IV.74. La protuberancia de gel continúa su proceso de vaciado. La capa densa fluye a través de una estructura en forma de chorro que no es capaz de desarrollarse por las condiciones de estratificación ($t=122.28$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

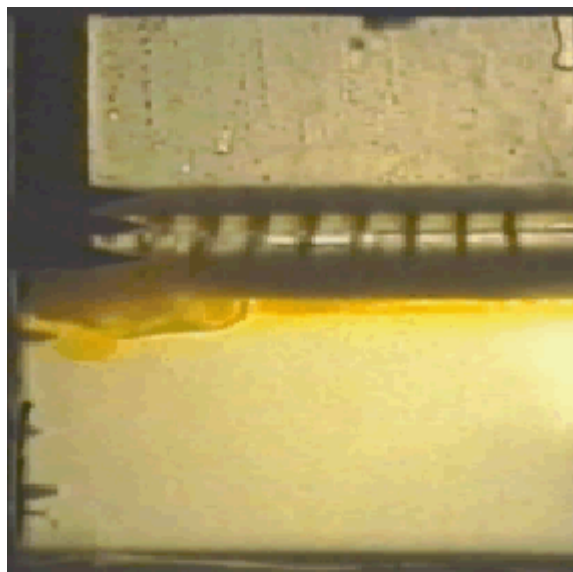


Figura IV.75. La protuberancia de gel prácticamente ha desaparecido y tiende a recuperar su estado original dentro del estrato de gel. La capa mezclada ya está constituida ($t=166.68$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

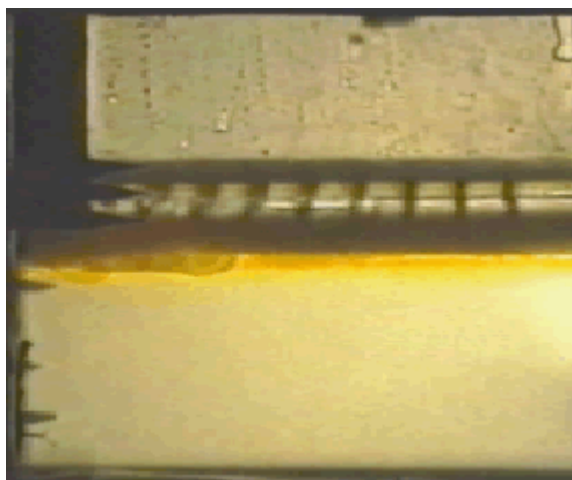


Figura IV.76. Estado final del proceso de mezcla turbulenta ($t=202.68$ s). Se observa una estrecha capa mezclada situada debajo del estrato de gel CMC. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

Tras la deposición de la capa densa (figura IV.64) y nada más iniciarse el experimento se observa la primera diferencia: no se forma ningún penacho turbulento sino que la capa densa queda retenida en el interior del estrato de gel apareciendo la consiguiente protuberancia (figuras IV.65 a IV.67). Al ser frenada de esta forma la

capa densa eso significa que su energía total inicial no es suficiente como para vencer la fuerza viscosa que ejerce el gel al ser atravesado.

Los fotogramas sucesivos desde la figura IV.68 hasta la figura IV.70 muestran que el experimento evoluciona de forma tal que el único fenómeno que tiene lugar es el aumento del volumen de la protuberancia de gel. Este crecimiento continúa hasta que la presión ejercida por el fluido denso es superior a la tensión viscosa del gel, momento en el que tiene lugar la ruptura de la protuberancia como se observa en las figuras IV.70 y IV.71. Como consecuencia de esta ruptura no aparece ningún penacho turbulento como sí sucedía en el caso inestable. En su lugar, la capa densa emerge en forma indefinida, es decir, sin ninguna estructura fluida reconocible (figuras IV.71 a IV.73).

Una vez que la estructura fluida ha emergido se encuentra con el fluido ambiente, que es la capa ligera, respecto del cual presenta una estratificación neutra. Por esta razón, la estructura fluida no se ve favorecida ni tampoco impedida en su desarrollo y movimiento. En principio, no debería moverse pero sí lo hace debido a la energía adicional que le suministra la altura real H_o de la capa densa que es la única fuente energética presente en este caso. Por este motivo la evolución de esta estructura fluida es bastante lenta (figuras IV.73 a IV.76), tendiendo a mantenerse aproximadamente en el mismo nivel en el que aparece y sin ningún tipo de desarrollo vertical sino horizontal. Como consecuencia, la capa mezclada resultante es de pequeño espesor y se sitúa debajo del estrato de gel CMC y encima de la capa ligera que no ha sufrido mezcla alguna.

A partir de la comparación de las dos series de fotogramas se deduce que las características y el desarrollo del proceso de mezcla turbulenta son muy diferentes en función del gel utilizado. Si la viscosidad del gel es la menor entonces sí puede tener lugar la formación de penachos turbulentos y la evolución del proceso es más parecida a la que tenía lugar en el caso inestable. Si la viscosidad del gel es mayor, el desarrollo del proceso cambia radicalmente, no se forman penachos turbulentos y los efectos derivados de la viscosidad gobiernan el fenómeno.

Por otra parte, se concluye que la diferencia principal de los procesos de mezcla turbulenta realizados bajo una distribución inicial de densidad que es neutra es el predominio del efecto de la energía potencial inicial asociada a la altura H_o de la capa densa respecto del estrato de gel y la no existencia de flotabilidad aunque sí tiene un efecto. En relación con estas características surge otra de las propiedades

distintivas de estos experimentos que es la situación de la capa mezclada tras el proceso de mezcla parcial. Dicha capa se constituye de forma poco homogénea, se extiende en el interior de la cubeta experimental mientras tenga energía hasta quedar situada debajo del estrato de gel CMC (figura IV.76). Por todo ello, la interfase estable de densidad, que delimita inferiormente a la capa mezclada, no es horizontal y es poco nítida, presentando numerosas heterogeneidades.

CAPÍTULO V

LOS PARÁMETROS EXPERIMENTALES CARACTERIZADORES DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL

V.1 INTRODUCCIÓN

El Capítulo V presenta las herramientas analíticas que permitirán el estudio cuantitativo de los experimentos descritos en el Capítulo IV. El objetivo es estudiar el desarrollo del proceso de mezcla turbulenta bajo diferentes condiciones iniciales en la estratificación de densidad, que ha sido preferentemente inestable. Las pruebas experimentales se clasifican en dos grupos. En el primer grupo se sitúan los experimentos realizados bajo condiciones iniciales de estratificación inestable, que constituyen la mayor parte de los experimentos realizados. El segundo grupo corresponde a los experimentos realizados bajo condiciones iniciales de estratificación estable e indiferente, con un número mucho menor de pruebas que se han hecho con el fin de completar las condiciones de estratificación. Los estudios realizados a partir de los datos experimentales son de dos tipos: un análisis de las características globales del proceso de mezcla y un estudio de la evolución temporal del proceso.

El análisis global del proceso de mezcla se caracteriza por estudiar la mezcla turbulenta en su conjunto, sin tener en cuenta los fenómenos intermedios. Para ello se considera exclusivamente el estado inicial del sistema fluido (figura III.23) y la situación final que resulta tras el desarrollo completo de la mezcla (figura III.23). Las magnitudes que caracterizan globalmente el proceso de mezcla son el número de Atwood A , la eficiencia de mezcla η y la altura de la capa mezclada h_M .

El estudio de la evolución temporal del proceso de mezcla consiste en analizar algunas de las características del proceso de mezcla en distintos instantes del tiempo. Entre estas características están el desarrollo de la altura de la capa mezclada, el del frente convectivo o la velocidad de descenso de los penachos turbulentos V_D .

Recordemos que según el procedimiento experimental descrito en el Capítulo III el estado inicial consta de tres capas fluidas en reposo empleándose un estrato de gel CMC para separar la capa densa de la ligera. En la parte inferior de la cubeta experimental se sitúa la capa ligera y encima de ella se coloca el estrato de gel CMC, constituyéndose entre ambos fluidos una interfase estable. Por encima se sitúa la capa densa. El estado final del sistema fluido consta de una capa mezclada estratificada separada por una interfase estable de la capa ligera no mezclada. El

estrato de gel CMC se ha elevado ligeramente respecto de su posición inicial y permanece por encima de la capa ligera sobrante.

V.2 LOS PARÁMETROS EXPERIMENTALES

Las magnitudes que se obtienen a partir de las medidas experimentales son el número de Atwood A , la altura de la capa mezclada h_M y la eficiencia de mezcla η . Además hay que considerar que la altura de la capa mezclada h_M es una medida experimental directa a diferencia de los otros dos cuya obtención es indirecta. Los siguientes apartados describen más detenidamente cada uno de estas magnitudes.

Respecto al número de Reynolds Re , como se describe en los apartados dedicados a la convección del Capítulo II, no es un parámetro adecuado para la descripción de fenómenos asociados a la convección libre porque no es independiente del número de Grashof y el de Prandtl, parámetros que están directamente relacionados con este tipo de convección (Tritton, 1999). Respecto al número de Rayleigh Ra no resulta ser un parámetro apropiado para la descripción de la situación experimental porque no existe convección térmica.

V.2.1 EL NÚMERO DE ATWOOD

El número de Atwood A es un parámetro adimensional que representa la relación de densidades existente en el sistema fluido. Esta magnitud se define mediante la siguiente expresión:

$$A = \frac{\rho_D - \rho_L}{\rho_D + \rho_L} \quad (5.1)$$

donde ρ_D es la densidad de la capa fluida densa y ρ_L la de la capa ligera. El número de Atwood tiene un límite teórico superior porque no puede ser mayor que 1. Si fuera mayor que la unidad, se tendría que:

$$A > 1 \Rightarrow \frac{\rho_D - \rho_L}{\rho_D + \rho_L} > 1 \Rightarrow 0 > 2\rho_L \quad (5.2)$$

desigualdad que es imposible de verificar dado que la densidad es una magnitud positiva. Sin embargo, el número de Atwood puede valer la unidad si $\rho_L = 0$, es decir, cuando la disolución ligera no exista pero esta situación no es real y, además, en ningún experimento se verifica el límite $\rho_L \rightarrow 0$.

Los experimentos mayoritariamente se han realizado bajo condiciones iniciales de estratificación inestable y, por tanto, se verifica que:

$$\rho_D > \rho_L \Rightarrow A > 0 \quad (5.3)$$

es decir, el número de Atwood siempre es positivo si la estratificación es inestable lo que constituye un límite inferior para este parámetro. Por tanto, el número de Atwood sólo toma valores comprendidos entre 0 y 1 si la distribución inicial de densidad es inestable.

Por otra parte, no todos los experimentos corresponden a condiciones iniciales de estratificación inestable, sino que se han realizado también experimentos con estratificaciones estable e indiferente. La definición del número de Atwood (ecuación 5.1) es la misma bajo cualquiera de estas situaciones. La estratificación indiferente se caracteriza porque la capa densa tiene la misma densidad que la ligera $\rho_D = \rho_L$, y, por tanto, el número de Atwood será nulo. La estratificación estable es aquella en la que la denominada hasta ahora capa densa tiene menor densidad que la ligera, luego el número de Atwood será negativo.

En resumen, para estratificaciones iniciales inestables el número de Atwood sólo toma valores comprendidos entre 0 y 1; si la estratificación es indiferente este

parámetro es nulo y si la estratificación es estable toma valores negativos. Por tanto, para cualquier tipo de estratificación fluida el número de Atwood puede tomar cualquier valor por debajo de la unidad, que es la única cota teórica. Delimitado el rango de valores que puede tomar el número de Atwood, se analiza cómo afecta el mismo a la elección de las densidades de las disoluciones que constituirán la capa densa.

Existe otro límite de tipo experimental para la densidad de la disoluciones salinas que viene impuesto por la solubilidad del cloruro sódico en agua fría, que es de 35.7 gramos por 100 cm³ a 0°C¹. De hecho, densidades del orden de 1.400 g/cm³ o superiores no son posibles en el presente trabajo aunque se deduzcan imponiendo determinados valores al número de Atwood. Por ello, existe de una cota superior experimental para el número de Atwood en el presente trabajo que es del orden de 0.13 para los experimentos con el gel más viscoso y 0.14 para los realizados con el gel menos viscoso. A este límite le corresponde una disolución salina de densidad 1,357 g/cm³ a 0°C. Sin embargo, en la práctica de laboratorio podría superarse este valor dado que los experimentos se han realizado a temperaturas ambiente superiores (en promedio 23°C). No obstante, se ha elegido como densidad máxima para la disolución constituyente de la capa densa el valor de 1.350 g/cm³.

Adicionalmente, la disolución de menor densidad que se puede emplear corresponde al agua destilada. Por motivos técnicos (dificultad de obtención de este tipo de agua) se ha optado por una disolución de densidad 1.010 g/cm³ que será como la capa densa en un sistema con estratificación inicial estable. Si las pruebas experimentales son con una estratificación inicial indiferente la denominada capa densa ha de tener la misma densidad que la de la capa ligera, cuyo valor está en función de la densidad del gel CMC utilizado. Finalmente, si el valor de la densidad de la capa densa es mayor que el de la capa ligera las condiciones corresponderán a las de una estratificación inestable siendo el número de Atwood menor que 1.

¹ En agua caliente la solubilidad del cloruro sódico es de 39.12 gramos por 100 cm³ a 100 °C.

V.2.2 LA ALTURA DE LA CAPA MEZCLADA

La altura de la capa mezclada h_M representa la altura a la que se sitúa la interfase estable de densidad que separa la capa mezclada del resto de capa ligera que no ha participado en el proceso de mezcla (figuras III.23 y V.6). Por tanto, está en relación directa con el comportamiento del proceso de mezcla y es una evaluación alternativa del mismo, pero no de tipo energético. Por ello es de esperar que aquellos experimentos en los que tenga lugar una mayor mezcla, generarán una altura h_M mayor.

La altura de la capa mezclada h_M se mide directamente sobre la imagen del estado final del sistema fluido experimental suministrada por el *shadowgraph*. Al finalizar el experimento, se espera a que la mezcla decaiga y que la interfase estable de densidad se estabilice. Entonces se realiza la medida de la posición de esta interfase o a altura de la capa mezclada h_M en varios puntos aproximadamente equidistantes y situados sobre dicha interfase de densidad. Posteriormente, se obtiene un valor medio para la altura h_M realizando un promedio aritmético sobre todos los puntos.

V.2.3 EL CONCEPTO DE EFICIENCIA DE MEZCLA

El análisis del comportamiento de la estratificación fluida se realiza a través de la ecuación de la energía cinética turbulenta \bar{e} (ecuaciones 2.5 y 2.6) que permite estudiar su evolución. En esta ecuación aparecen los términos que representan la producción de flujos, los términos generadores de energía cinética turbulenta (fuentes) y los que destruyen dicha energía (sumideros), así como los términos de disipación viscosa. Los denominados términos de flotabilidad pueden ser tanto productores como destructores de energía cinética turbulenta dependiendo del tipo de estratificación presente en el sistema fluido. Si hay una estratificación estable son sumideros de energía cinética turbulenta mientras que para una estratificación inestable son fuentes (Redondo, 1989).

El estudio del comportamiento de los sistemas fluidos estratificados se realiza por medio del número de Richardson de flujo. Este parámetro adimensional representa la relación existente entre los términos de producción de energía cinética turbulenta P y los de su disipación mediante los procesos de mezcla ε_m (Redondo, 1989):

$$R'_f = \frac{\varepsilon_m}{P} = \frac{-\frac{g}{\rho} \overline{w' \rho'}}{\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t}} \quad (5.4)$$

que es un número de Richardson de flujo local.

Por tanto, el número de Richardson de flujo R_f se define como aquella fracción de la energía cinética disponible que se utiliza para la mezcla mientras que el resto es disipada por los efectos viscosos (Linden, 1980; Redondo, 1987; Yagüe, 1992). Por ello, esta definición es equivalente al concepto de eficiencia de mezcla, entendido como la relación entre la variación de la energía potencial del sistema fluido por unidad de tiempo y masa y el flujo de energía suministrado al mismo (Redondo, 1989). Esto implica deducir un número de Richardson de flujo global definido a lo largo del proceso de mezcla en toda el recipiente experimental como se representa por la doble integración de la siguiente expresión (Redondo, 1989):

$$R_f = \int_0^H \int_0^T R'_f . dt . dz = \frac{\Delta E_p}{\Delta E_c} \quad (5.5)$$

La eficiencia de mezcla η es un parámetro adimensional que proporciona información sobre el rendimiento del proceso de mezcla. Debido a su significado energético es esencial en el estudio de todo proceso de mezcla. Esta magnitud representa aquella fracción de la energía total suministrada al sistema fluido que se emplea para producir mezcla turbulenta en el mismo. Existen numerosas expresiones basadas en esta definición y adaptadas a diferentes procedimientos experimentales que permiten la obtención de la eficiencia de mezcla asociadas a procesos de mezcla tanto bajo condiciones estables, por ejemplo, a través de interfases estables de densidad, como inestables, mediante una inestabilidad de Rayleigh-Taylor, que constituyen los precedentes analíticos de la relación deducida en el presente trabajo (Linden & Redondo, 1991; Yagüe, 1992).

La eficiencia de mezcla η será analizada en profundidad en el apartado V.3 del presente capítulo en relación con el modelo de laboratorio planteado en este trabajo, planteándose su definición y deduciéndose su expresión analítica.

V.3 LA EFICIENCIA DE MEZCLA

Un sistema físico emplea una parte de la energía disponible para realizar un trabajo en contra de los rozamientos y las fricciones viscosas, resultando que idealmente podría realizar más trabajo que es el trabajo motriz, $W_{disponible}$, del que realmente hace que es el trabajo útil, $W_{útil}$. Por ello, se define el concepto de eficiencia que representa aquella energía utilizada por un sistema para la realización de un determinado trabajo.

En el presente estudio se analiza un sistema fluido constituido por 3 fluidos homogéneos y de distinta densidad. El resultado del trabajo realizado (no lo recibe, lo realiza) por dicho sistema es la mezcla turbulenta entre dos de los fluidos que lo constituyen. Por ello, la eficiencia de mezcla η representará aquella fracción de la energía suministrada al sistema fluido que se emplea para producir mezcla en el mismo.

La eficiencia de mezcla η es un parámetro adimensional basado exclusivamente en factores energéticos. La cuantificación del balance de energía representado por este parámetro se realiza mediante el cálculo de la energía potencial asociada a los estados inicial y final, que caracterizan globalmente la evolución del sistema fluido. La energía potencial de un fluido se evalúa mediante la siguiente expresión (Linden & Redondo, 1991; Redondo, 1989; Yagüe, 1992):

$$Ep = S \int_0^h g \cdot \rho(z) \cdot z \cdot dz \quad (5.6)$$

donde S es el área de la superficie sobre la que se depositan los fluidos, h es la altura de la capa fluida y $\rho(z)$ es el perfil vertical de densidad correspondiente a dicha capa. Las capas fluidas existentes en los experimentos realizados han sido siempre homogéneas, lo que implica que el perfil de densidad es una constante que puede ser extraído de la integral. La única excepción es la capa mezclada obtenida al final del proceso de mezcla y que está estratificada establemente, existiendo, por tanto, una variación vertical de la densidad que afecta al proceso de integración.

La variación total de la energía potencial producida durante la evolución del sistema fluido es la diferencia entre la energía potencial del estado final y la energía potencial del estado inicial. Según la anterior definición (5.6), esta variación de la energía potencial se obtiene a través de la comparación de los perfiles de densidad antes y después del proceso de mezcla. Dado que la situación experimental inicial es

inestable desde el punto de vista de la estratificación de densidad, la variación total de la energía potencial es negativa, $\Delta E_p < 0$, es decir, durante la evolución del fenómeno la energía potencial disminuye.

La variación total de la energía potencial es la energía de que dispone el sistema fluido porque experimentalmente no existe ninguna aportación externa de energía. Por tanto, esta es toda la energía de que dispone el sistema fluido y que se utiliza para el desarrollo de diversos fenómenos, que son:

a.- Generación de energía cinética, que se manifiesta desde el cambio de posición del centro de masas o reordenación de las distintas capas fluidas hasta la formación y desplazamiento vertical de los penachos turbulentos.

b.- Generación de mezcla turbulenta entre los fluidos miscibles.

c.- Pérdida de energía por efectos viscosos, es decir, en forma de trabajo realizado para vencer las fricciones viscosas tanto en el gel como en las disoluciones salinas, incluyéndose el trabajo de deformación del estrato de gel CMC al ser atravesado por la disolución densa.

d.- Generación de ondas internas en la interfase estable de densidad que limita superiormente la capa mezclada formada al final del proceso de mezcla.

e.- Generación de vorticidad en el transcurso de los movimientos fluidos.

Por tanto, sólo una parte de la variación de la energía potencial se emplea para producir mezcla turbulenta entre los fluidos miscibles, que es el trabajo realizado por el sistema fluido que nos interesa analizar y es uno de los objetivos principales del presente estudio. Por ello, se define el coeficiente de eficiencia de mezcla como aquella fracción de la energía total suministrada al sistema fluido que se emplea para producir mezcla turbulenta, siendo el rendimiento del trabajo de mezcla realizado por el sistema fluido.

A partir de la definición de la eficiencia de mezcla se deduce que es preciso evaluar la energía máxima que idealmente podría recibir el sistema fluido. Sin embargo, la determinación directa de esta energía es complicada. La máxima cantidad de energía que podría suministrarse al sistema fluido coincide con la máxima variación que la energía potencial podría sufrir. En el Apéndice V.1 se demuestra que el proceso sin mezcla, característico de fluidos inmiscibles, posee una variación de la energía potencial $(\Delta E_p)_{sin}$ que es el máximo cambio que dicha energía podría sufrir en un proceso de mezcla semejante al analizado. El proceso sin

mezcla es aquél en el que los fluidos intercambian sus posiciones sin producirse mezcla alguna (figura V.13). Por tanto, la máxima cantidad de energía que podría suministrarse al sistema fluido coincide con la variación de la energía potencial asociada a un proceso sin mezcla (Apéndice V.1).

El proceso real de mezcla es un proceso de mezcla parcial que se caracteriza porque la mezcla entre la capa densa y la ligera no es completa. El motivo es la aparición de los penachos turbulentos que generan dentro de la capa ligera un volumen cónico en el que no es posible la mezcla con la capa densa. Como consecuencia, siempre existirá una parte de la capa ligera que no participa en el proceso de mezcla. Esto genera la aparición de una capa mezclada estratificada separada por una interfase estable de la capa fluida ligera no mezclada, como se observa en la serie de fotogramas de las figuras IV.17 a IV.22 y en la figura V.6. Esto significa que sólo una parte de la energía total suministrada al sistema es utilizada para producir mezcla fluida, siendo esta fracción la energía útil para el trabajo de mezcla. El resto de la energía no utilizada para la producción de mezcla entre los fluidos miscibles se emplea en el desarrollo de los restantes fenómenos descritos.

Concluimos que el análisis del fenómeno experimental requiere el estudio de tres procesos de mezcla diferentes, unos reales y otros ideales. Por una parte, tenemos el proceso de mezcla parcial que es el que acontece en la realidad; por otra parte, está el proceso de mezcla completa que es ideal. Y, finalmente, el proceso sin mezcla correspondiente a la utilización de fluidos inmiscibles. En el apartado V.3.3 se analiza el proceso de mezcla parcial bajo condiciones inestables, en el Apéndice V.1 se aborda el proceso sin mezcla y en el Apéndice V.2, el proceso de mezcla total.

Como se ha descrito en los apartados III.2.1 y III.2.3 es notablemente difícil en la práctica experimental establecer una interfase de densidad directa entre la capa densa y la capa fluida ligera, que se correspondería con la situación de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Por tanto, el modelo de laboratorio que sustenta el presente trabajo no representa o modeliza dicha inestabilidad. Sin embargo, la definición de la eficiencia de mezcla η que permite analizar el proceso de mezcla tiene su fundamento teórico en los conceptos de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994).

La obtención de la expresión de la eficiencia de mezcla requiere la identificación previa de la energía máxima que se podría suministrar al sistema

fluido, $W_{disponible}$ y la energía utilizada por el mismo en el proceso de mezcla fluida, $W_{útil}$.

Según se demuestra en el Apéndice V.3, la energía máxima de que podría disponer el sistema fluido es la variación de la energía potencial asociada a un proceso sin mezcla:

$$W_{disponible} = (\Delta Ep)_{SIN} \quad (5.7)$$

Y la energía de la que realmente dispone el sistema fluido es la variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla parcial real:

$$W_{util} = (\Delta Ep)_{PARCIAL} \quad (5.8)$$

Utilizamos para nuestro trabajo una expresión genérica de la eficiencia de mezcla en la que se sustituyen los anteriores resultados y se tendrá que (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994):

$$\eta_{EXP} = 1 - \frac{W_{util}}{W_{disponible}} = 1 - \frac{(\Delta Ep)_{PARCIAL}}{(\Delta Ep)_{SIN}} = 1 - \frac{(\Delta Ep)_{SIN} + (\Delta W)_{PARCIAL}}{(\Delta Ep)_{SIN}} = - \frac{(\Delta W)_{PARCIAL}}{(\Delta Ep)_{SIN}} \quad (5.9)$$

El numerador de la expresión (5.9) de la eficiencia de mezcla experimental representa la energía utilizada por el sistema fluido para generar la mezcla entre los fluidos miscibles, que como se ha mencionado es una fracción de la energía de que dispone el sistema, $(\Delta Ep)_{PARCIAL}$. El denominador de la expresión (5.9) es la máxima energía que idealmente podría suministrarse al sistema fluido, la correspondiente al cambio de la energía potencial en un proceso sin mezcla.

En la deducción de la expresión (5.9) de la eficiencia de mezcla se ha hecho uso de la siguiente relación que será demostrada en el apartado V.3.3:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL} = (\Delta Ep)_{SIN} + (\Delta W)_{PARCIAL} \quad (5.10)$$

que muestra que la variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla parcial puede expresarse en función del cambio de esa misma energía en el proceso sin mezcla.

El significado físico correspondiente al término $(\Delta W)_{PARCIAL}$ se deduce de la comparación entre el proceso de mezcla parcial y el proceso sin mezcla. El proceso real de mezcla se caracteriza por la existencia de una mezcla parcial entre los fluidos, verificándose la siguiente desigualdad cuya demostración se da en el Apéndice V.3:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL} < (\Delta Ep)_{SIN} \quad (5.11)$$

o equivalentemente,

$$(\Delta W)_{PARCIAL} = (\Delta Ep)_{SIN} - (\Delta Ep)_{PARCIAL} > 0 \quad (5.12)$$

En el proceso real de mezcla parcial entre los fluidos, parte de la variación de la energía potencial que tiene lugar se utiliza en la reordenación de las capas fluidas y en la generación de mezcla entre los mismos. En cambio, en el proceso sin mezcla, toda la variación de la energía potencial se emplea exclusivamente en cambiar la posición de las masas fluidas. Por tanto, observamos que la única diferencia existente entre ambos procesos está en relación con la mezcla entre los fluidos, que se manifiesta como una diferencia energética que representamos por $(\Delta W)_{PARCIAL}$ y que ha de tener el significado de la energía utilizada para mezclar los fluidos.

El apartado V.3.3 presenta la deducción de la expresión analítica concreta correspondiente a esta definición de la eficiencia de mezcla. Según esta definición (5.9) el cálculo se reduce a la obtención de la variación de la energía potencial tanto en el proceso sin mezcla como en el de mezcla parcial (proceso experimental).

V.3.1 INFLUENCIA DE UNA ALTURA INICIAL EN LA CAPA DENSA

El apartado III.2.3 del Capítulo III describe el procedimiento experimental destacándose la utilización de un conjunto de cajas móviles cuyos fondos están agujereados (figuras III.4, III.5 y III.20). Como se explicaba entonces, la necesidad de la utilización de estas cajas deriva de la dificultad práctica para colocar la capa densa sobre el estrato de gel al existir entre ellos una interfase inestable de densidad. La presencia de este sistema de cajas móviles hace que la capa fluida densa posea una altura inicial H_o (figuras III.23 y V.6) que en condiciones ideales no tendría, entendiendo por tales aquéllas en las que la capa densa está situada en contacto directo sobre el estrato de gel. Otra consecuencia de la utilización del sistema de cajas es que la capa densa queda inicialmente extendida sobre un área S_C distinta del área S de la cubeta experimental en la que se colocan la capa ligera y el estrato de gel. Además, la capa densa tiene un espesor h_D' diferente del espesor h_D que ocuparía si estuviera situada en la cubeta experimental.

La influencia de la altura inicial H_o de la capa densa se analiza exclusivamente para el proceso de mezcla parcial. La consecuencia final de esta situación experimental resulta ser un aumento de la energía potencial inicial y de la variación de la energía potencial del sistema fluido asociada al proceso de mezcla parcial. La altura H_o no afecta a la formulación de la energía potencial final.

El efecto de la altura inicial H_o de la capa densa sobre la energía potencial inicial viene representado por la aparición de un término adicional en su expresión correspondiente. Esto implica un incremento en dicha energía respecto a la que se tendría en la situación ideal en la que no existiera el sistema de cajas móviles, luego no existiera la altura H_o . La energía potencial inicial correspondiente al estado inicial del sistema fluido experimental real (figura V.6) es:

$$Ep_o = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{e}{2} \right) + m_D g \left(h_L + e + H_o + \frac{h_D'}{2} \right) \quad (5.13)$$

Si en la práctica experimental se hubiera podido prescindir del sistema de cajas móviles y se hubiera podido depositar directamente la capa densa sobre el estrato de gel (figura V.1), entonces la energía potencial inicial correspondiente tendría la siguiente expresión:

$$Ep_o = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{e}{2} \right) + m_D g \left(h_L + e + \frac{h_D}{2} \right) \quad (5.14)$$

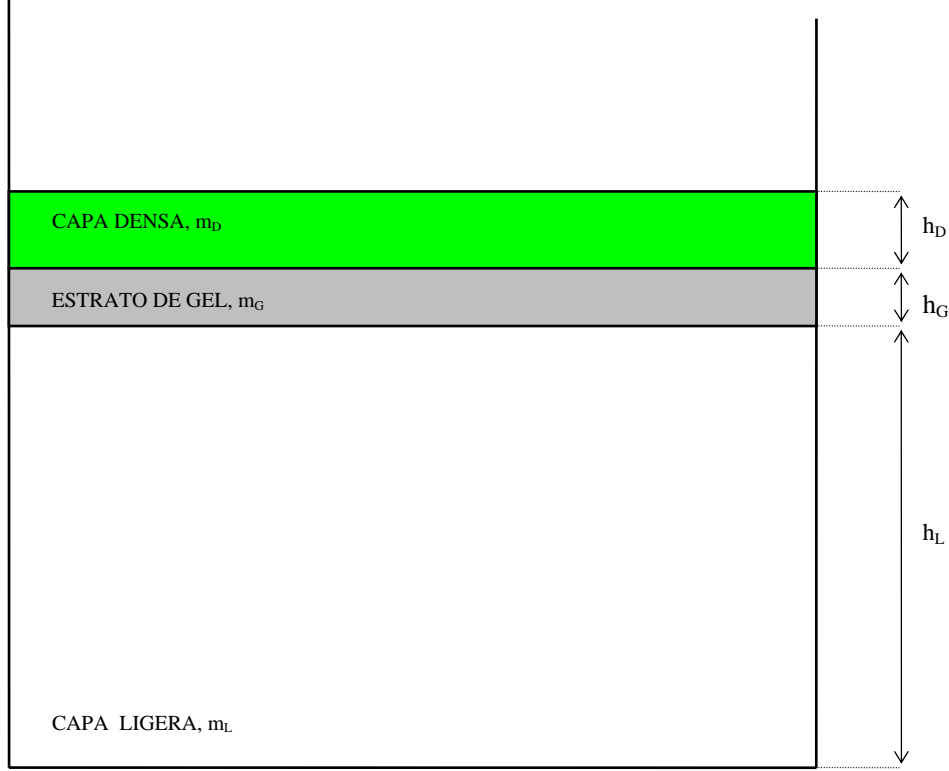


Figura V.1. Situación inicial ideal correspondiente al caso en el que la capa densa se coloca directamente sobre el estrato de gel CMC sin la intervención de ningún mecanismo que perturbe el estado inicial (no se utiliza el sistema de cajas móviles). Notación: h_D , espesor de la capa fluida densa si está contenida en la cubeta experimental; h_G , espesor del estrato de gel; h_L altura inicial de la capa fluida ligera.

La principal diferencia entre las expresiones (5.13) y (5.14) es la presencia en la primera de un término adicional $m_D g H_o$ que representa el efecto de la altura inicial H_o de la capa densa sobre la energía potencial inicial. Existe otra diferencia entre ambas expresiones que también es consecuencia del procedimiento experimental. Como se ha descrito anteriormente, la capa densa está inicialmente extendida sobre un área S_C y tiene un espesor h_D' . El efecto de esta última característica experimental está representado por la diferencia entre los términos $m_G g \frac{h_D'}{2}$ de la expresión (5.13) y $m_G g \frac{h_D}{2}$ de la expresión (5.14). Finalmente, el efecto

global sobre la energía potencial inicial derivado del procedimiento experimental o de las características experimentales de la capa densa viene representado por el término siguiente:

$$m_G g \left(\frac{h'_D - h_D}{2} + H_o \right) \quad (5.15)$$

Por tanto, la presencia de este término supone un aumento de la energía inicial de que dispone el sistema fluido y, por ello, las propiedades globales que caracterizan el fenómeno como, por ejemplo, la eficiencia de mezcla η o la altura de la capa mezclada h_M están influidas por la altura de la capa densa H_o . Por estos motivos se realizaron experimentos de mezcla turbulenta con un nuevo procedimiento experimental en el que el sistema de cajas móviles no se utiliza. A partir de ellos se deduce que el desarrollo físico y dinámico del proceso no está influido de forma esencial por el uso del mencionado sistema de cajas móviles. El desarrollo del flujo fluido sólo está influido por las características físicas iniciales de las capas fluidas (el número de Atwood, la viscosidad del gel y las alturas de dichas capas).

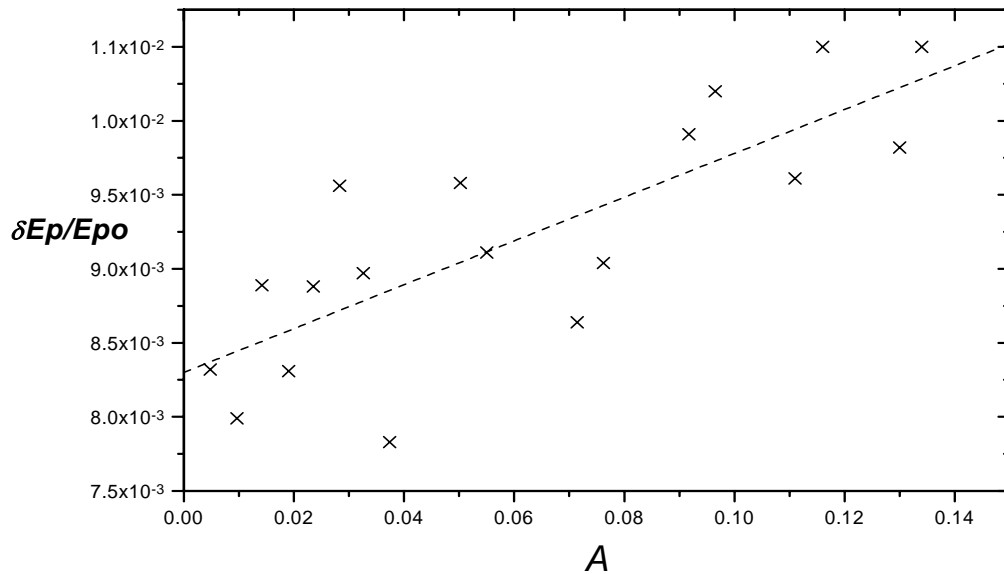


Figura V.2. Incremento relativo de la energía potencial inicial $\delta E_p/E_{po}$ e función del número de Atwood, A .

Como se acaba de demostrar, el efecto de la altura del sistema de cajas móviles que contienen a la capa densa H_o se manifiesta por medio de un incremento promedio de la energía inicial de que dispone el sistema fluido que se define como $\delta E_p = E_{pO} - (E_{pO})^*$, donde $(E_{pO})^*$ es la energía potencial inicial del sistema fluido si no existe la altura H_o mientras que E_{pO} es la correspondiente al caso en el que sí existe dicha altura. La figura V.2 muestra el incremento relativo de la energía potencial inicial, $\delta E_p / E_{pO}$, en función del número de Atwood A . Se observa claramente que el incremento δE_p depende de este parámetro adimensional y, en promedio, es del orden del 1.5%

V.3.2 EQUIVALENCIAS EN EL SISTEMA FLUIDO

La capa densa real está situada a una altura H_o respecto del estrato de gel CMC (figura III.23) como consecuencia de estar contenida en el interior del sistema de cajas móviles según el procedimiento experimental planteado. Como se ha descrito en el apartado V.3.1, esto implica que la capa densa real se extiende en un área S_C que no es el de la cubeta experimental y tiene un espesor h'_D distinto del que tendría en la mencionada cubeta, h_D . De esta forma, las magnitudes H_o , h'_D y S_C intervendrán en las ecuaciones de las variaciones de la energía potencial, luego de la eficiencia de mezcla, complicando sus expresiones. Para evitar la presencia de estas magnitudes se pretende sustituir la capa densa real por una capa densa virtual que esté situada en contacto directo sobre el estrato de gel CMC y extendida en el área S de la cubeta experimental (figura V.3) igual que sucede con la capa ligera y el estrato de gel CMC. Por tanto, desaparecen la altura H_o y el área S_C .

La realización de esta sustitución requiere que ambas capas sean energéticamente equivalentes, es decir, la energía potencial inicial de la capa densa virtual ha de ser la misma que la de la capa densa real porque la energía potencial es la magnitud fundamental de cara al proceso de mezcla. Por tanto, una de las hipótesis de partida es la conservación de la energía potencial inicial. La otra hipótesis es la conservación de la masa, es decir, la capa densa real y la virtual tienen la misma masa.

A partir de la figura V.3 se deduce la energía potencial inicial del sistema fluido si está presente el sistema de cajas:

$$Ep_o = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{h_G}{2} \right) + m_D g \left(h_L + h_G + H_o + \frac{h'_D}{2} \right) \quad (5.16)$$

La expresión de la energía potencial inicial del sistema fluido sin el sistema de cajas (figura V.3):

$$Ep_o^* = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{h_G}{2} \right) + m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.17)$$

Igualemos las dos anteriores expresiones para que se cumpla la conservación de la energía potencial inicial:

$$Ep_o = Ep_o^* \quad (5.18)$$

simplificando se deduce que:

$$h_D^* = \frac{2 \left[m_D \left(h_L + h_G + H_o + \frac{h'_D}{2} \right) - m_D^* (h_L + h_G) \right]}{m_D^*} \quad (5.19)$$

Y según la hipótesis de conservación de la masa, finalmente, se obtiene:

$$h_D^* = 2H_o + h'_D \quad (5.20)$$

de donde se deduce que la altura de la capa densa virtual es diferente del espesor real de la capa densa y que, además, está influido por la altura inicial H_o .

Puesto que se verifica la conservación de la masa se tiene que:

$$m_D = m_D^* \quad (5.21.a)$$

$$\rho_D Sh'_D = \rho_D^* S_C h_D^* \quad (5.21.b)$$

luego

$$\rho_D^* = \frac{\rho_D Sh'_D}{(2H_o + h'_D) S_C} \quad (5.22)$$

A partir de la anterior expresión (5.22) se deduce que la conservación de la densidad es imposible. Es decir, la capa densa virtual tiene una densidad ρ_D^* diferente de la densidad ρ_D de la capa densa utilizada en el experimento.

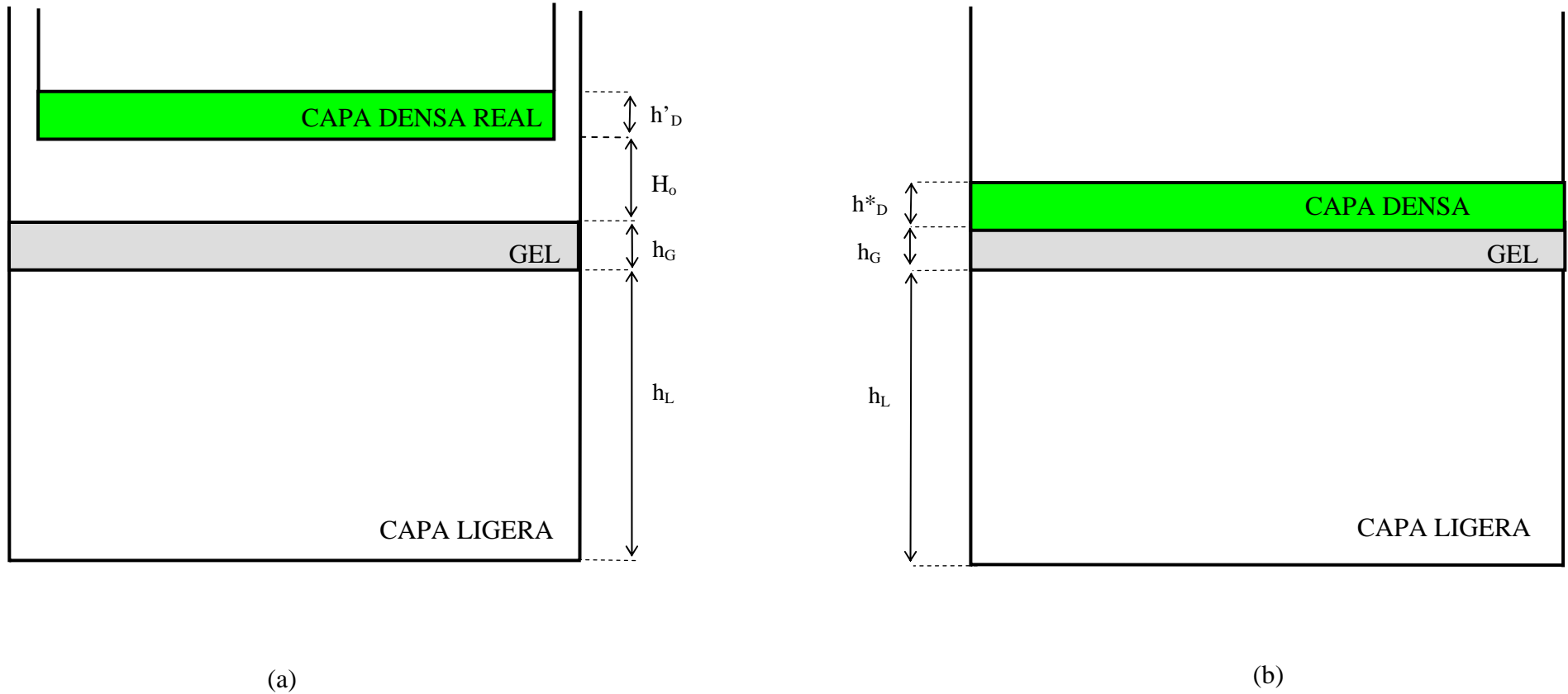


Figura V.3. Comparación del estado inicial del sistema fluido experimental (a) capa densa con una altura inicial H_o y espesor h'_D ; (b) capa densa sin altura inicial H_o y espesor h_D^* . Se observa la situación de la denominada capa densa virtual. Notación: h_L , altura inicial de la capa ligera; h_G , espesor de la capa de gel CMC; H_o , altura inicial de la capa densa real; h'_D , espesor inicial de la capa densa real contenida en el sistema de cajas móviles; h_D^* , espesor inicial de la capa densa virtual contenida en la cubeta experimental.

V.3.3 LA EFICIENCIA DE MEZCLA BAJO CONDICIONES INICIALES INESTABLES

En este apartado se deduce la expresión analítica de la eficiencia de mezcla según la definición expuesta en el apartado V.3 (ecuación (5.9)) del presente trabajo.

Según esta definición, el cálculo de la eficiencia de mezcla se reduce a la obtención de la variación de la energía potencial que sufre el sistema fluido bajo diferentes procesos (el proceso de mezcla parcial y el proceso sin mezcla) que conducen a distintos estados finales. Para ello se utiliza la expresión general de la energía potencial dada por la ecuación (5.6). En el caso de que el sistema fluido esté estratificado discretamente, es decir, esté constituido por capas fluidas homogéneas, la densidad $\rho(z)$ presente en la definición de la energía potencial es una constante que puede extraerse de la integral facilitándose el proceso de cálculo.

La variación de la energía potencial que sufre el sistema fluido es:

$$\Delta Ep = Ep_f - Ep_o \quad (5.23)$$

donde la energía potencial inicial Ep_o siempre tendrá la misma expresión dado que las condiciones experimentales iniciales son comunes a todos los procesos, mientras que la obtención de la energía potencial final Ep_f depende de los distintos estados finales que podrían alcanzarse como resultado del desarrollo de uno u otro proceso de mezcla (parcial, o sin mezcla).

El proceso de mezcla parcial se esquematiza en las figuras V.6 y V.7 en la que se muestran la características derivadas del montaje experimental. Al iniciarse un experimento, la capa densa no está en contacto con el estrato de gel CMC porque está contenida en el sistema de cajas móviles mediante el cual es depositada (apartado III.2.3). Como consecuencia, dicha capa está situada a una altura H_o respecto del estrato de gel, adquiriendo una energía potencial inicial adicional. Además, el área S_c sobre la que se extiende la capa densa es diferente del área S correspondiente a la cubeta experimental. Por ello, el espesor real de la capa fluida densa contenida en el sistema de cajas móviles es h'_D , mientras que si estuviera depositada en la cubeta experimental el espesor que ocuparía sería h_D . La influencia de estas características de la capa densa en la energía potencial inicial ha sido evaluada en el apartado V.3.1.

Todas estas características experimentales han de ser tenidas en cuenta a la hora de evaluar las energías potenciales. Sin embargo, como se ha descrito en el apartado

V.3.2, es posible sustituir la capa densa real por una capa densa virtual con igual energía potencial inicial (figura V.3). De esta forma las anteriores peculiaridades experimentales quedan “ocultas”, es decir, quedan eliminadas las magnitudes h'_D y S_c simplificándose las expresiones de la variación de la energía potencial. Por ello, a partir de este momento se hará uso de las equivalencias en el sistema fluido descritas en el apartado V.3.2.

Atendiendo a la figura V.6(a) y aplicando la expresión (5.6) y las mencionadas equivalencias, la energía potencial inicial del sistema fluido se expresa en función de los datos experimentales iniciales en la forma siguiente:

$$Ep_o^* = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{h_G}{2} \right) + m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.24)$$

en función de las masas de las capas fluidas.

Según la figura V.6(b), la energía potencial final correspondiente al estado final del proceso de mezcla parcial suponiendo que la capa mezclada es homogénea es:

$$(Ep_f)_{PARCIAL} = m_M g \frac{h_M}{2} + m'_L g \left(h_M + \frac{h'_L}{2} \right) + m_G g \left(h_M + h'_L + \frac{h_G}{2} \right) \quad (5.25)$$

en función de las masas fluidas.

El cálculo de la energía potencial correspondiente al estado final del proceso de mezcla parcial puede realizarse en función de distintas variables. En la expresión (5.25) se ha hecho uso de las variables que caracterizan a la capa mezclada, es decir, su altura h_M y su masa m_M (o su densidad ρ_M). Por otra parte, la aparición de dicha capa mezclada es consecuencia de la mezcla parcial entre toda la masa fluida densa y una fracción f de la masa ligera. Este punto de vista es el que se representa gráficamente en la figura V.4. En esta figura se muestra en la parte inferior y en color verde la capa densa mientras que la fracción de capa ligera que interviene en el proceso de mezcla se sitúa inmediatamente encima (en color negro). El resultado de la mezcla de estas dos capas sería la capa mezclada (en color rojo). Dada esta disposición de las capas fluidas, recalamos que este esquema gráfico no corresponde a un proceso sin mezcla sino que es una representación de la descripción teórica propuesta que intenta explicar la formación de la capa mezclada.

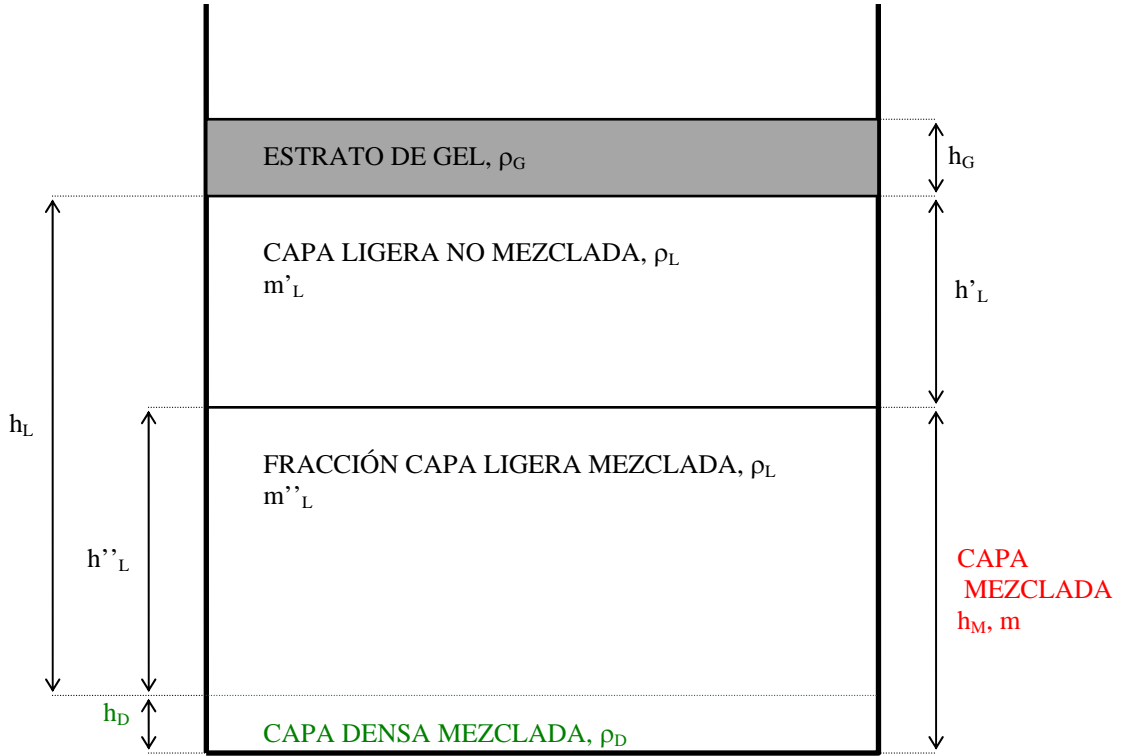


Figura V.4. Estado final del proceso de mezcla parcial suponiendo que la capa mezclada sea homogénea. Diferenciación de los dos constituyentes originales de la capa mezclada: la capa densa y la fracción de capa ligera que interviene en el proceso de mezcla parcial. Notación: ρ_G , densidad del gel, h_G espesor del estrato de gel, ρ_L densidad de la disolución ligera, ρ_D densidad de la disolución densa, h_L altura inicial de la capa ligera, h'_L altura de la fracción de capa ligera no mezclada, h''_L altura de la fracción de capa ligera mezclada, h_D altura inicial de la capa densa si está contenida en la cubeta experimental, h_M altura final de la capa mezclada, m''_L fracción de masa de la capa ligera que interviene en la mezcla, m'_L fracción de masa de la capa ligera que no interviene en la mezcla.

A partir de la representación gráfica de la figura V.4 se deducen las siguientes relaciones de las que se hace uso en la obtención de la expresión de la energía potencial final:

$$\begin{aligned}
 m''_L &= f m_L & h''_L &= f h_L \\
 m'_L &= (1-f) m_L & h'_L &= (1-f) h_L \\
 m_M &= m_D + f m_L & h_M &= h_D + f h_L
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

donde f es la fracción mezclada de capa ligera.

Según la figura V.4 se deduce que la energía potencial final correspondiente al proceso de mezcla parcial si se considera la *capa mezclada homogénea* es:

$$\begin{aligned}
(Ep_f)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA} = & (m_D + fm_L)g \frac{(h_D + fh_L)}{2} + (1-f)m_Lg \left(h_D + fh_L + (1-f)\frac{h_L}{2} \right) + \\
& + m_Gg \left(h_D + h_L + \frac{h_G}{2} \right)
\end{aligned}
\quad (5.27)$$

que está expresada en función de las características de las masas fluidas que intervienen en el proceso de mezcla parcial, y no de las de la capa mezclada resultante.

Considerando las expresiones (5.24) y (5.27) se tendrá que la variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla parcial es:

$$\begin{aligned}
(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA} = & (Ep_f)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA} - Ep_o^* \\
(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA} = & h_Dg(m_L + m_G) + m_Dg \frac{h_D}{2} - m_D^*g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) + \frac{f}{2}g(m_Dh_L - m_Lh_D)
\end{aligned}
\quad (5.29)$$

La expresión (5.29) es la que se utilizará en la deducción de la expresión analítica de la eficiencia de mezcla experimental si la *capa mezclada es homogénea*.

Esta expresión de la variación de la energía potencial para el proceso de mezcla parcial con *capa mezclada homogénea* se compara con la correspondiente para el proceso sin mezcla (Apéndice V.1). Se observa que los tres primeros sumandos de la relación (5.29) coinciden con la expresión de la variación de la energía potencial para el proceso sin mezcla. Esto nos permite describir la expresión (5.29) en la forma siguiente:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA} = (\Delta Ep)_{SIN} + \frac{f}{2}g(m_Dh_L - m_Lh_D) \quad (5.30)$$

donde el último sumando representa la energía empleada para mezclar el fluido denso y el ligero, según se describió en el apartado V.3. Por tanto, se tiene que:

$$(\Delta W)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA} = \frac{f}{2}g(m_Dh_L - m_Lh_D) \quad (5.31)$$

Considerando las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}
m_D &= \rho_D Sh_D \\
m_L &= \rho_L Sh_L \\
\Delta h_L &= fh_L = h_L - h'_L = h_L - (1-f)h_L
\end{aligned}
\quad (5.32)$$

la expresión (5.31) correspondiente a la energía utilizada para realizar la mezcla parcial entre los fluidos denso y ligero se expresará en función de densidades y alturas en la forma siguiente:

$$(\Delta W)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA} = gSh_D \frac{\Delta h_L}{2} (\rho_D - \rho_L) > 0 \quad (5.33)$$

donde Δh_L representa la variación del espesor de la capa ligera al pasar de su estado inicial al final.

En virtud de la definición general de la eficiencia de mezcla:

$$\eta = 1 - \frac{(\Delta Ep)_{PARCIAL}}{(\Delta Ep)_{SIN}} = - \frac{(\Delta W)_{PARCIAL}}{(\Delta Ep)_{SIN}} \quad (5.34)$$

se deduce que se necesita conocer la energía utilizada para la mezcla parcial entre los fluidos miscibles, cuya expresión (5.33) se acaba de deducir, y también se necesita la expresión de la variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla, cuya expresión se presenta en el Apéndice V.1:

$$(\Delta Ep)_{SIN} = h_D g(m_L + m_G) + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.35)$$

Dado que hemos supuesto como hipótesis de partida que *la capa mezclada es homogénea*, la definición de la eficiencia de mezcla asociada será:

$$\eta_{HOMOGENEA} = 1 - \frac{(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA}}{(\Delta Ep)_{SIN}} = - \frac{(\Delta W)_{PARCIAL}^{HOMOGENEA}}{(\Delta Ep)_{SIN}} \quad (5.36)$$

Sustituyendo las relaciones (5.33) y la de la variación de la energía potencial del proceso sin mezcla en la expresión (5.36), y después de operar, obtenemos la siguiente expresión para *la eficiencia de mezcla experimental si la capa mezclada es homogénea*:

$$\eta_{HOMOGENEA} = \Delta h_L \frac{1}{\frac{1}{(\rho_L - \rho_D)} \left[\rho_D h_D + 2\rho_L h_L + 2\rho_G h_G - \frac{2\rho_D^* h_D^*}{h_D} \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \right]} \quad (5.37)$$

A partir de la anterior expresión (5.37) se deducen las siguientes conclusiones:

a.- Si no existe mezcla, se verifica que:

$$f = 0 \Rightarrow \Delta h_L = 0 \quad (5.38)$$

lo que implica que la eficiencia de mezcla es nula:

$$\eta_{HOMOGENEA} = 0 \quad (5.39)$$

b.- Si la mezcla entre los fluidos es completa, se verifica que:

$$f = 1 \Rightarrow \Delta h_L = h_L \quad (5.40)$$

entonces la eficiencia de mezcla toma su valor máximo cuya expresión es:

$$(\eta_{HOMOGÉNEA})_{MAXIMA} = h_L \frac{1}{\left(\frac{1}{(\rho_L - \rho_D)} \right) \left[\rho_D h_D + 2\rho_L h_L + 2\rho_G h_G - \frac{2\rho_D^* h_D^*}{h_D} \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \right]} \quad (5.41)$$

Por tanto, la eficiencia de mezcla experimental si la capa mezclada se considera homogénea, toma valores en un rango que oscila entre 0 y el valor correspondiente a la expresión (5.41). Es decir, la eficiencia de mezcla nunca alcanza el valor 1, ni siquiera el valor 1/2, sino que siempre es menor.

La eficiencia de mezcla $\eta_{HOMOGÉNEA}$ y la variación de la energía potencial del proceso de mezcla parcial $(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{HOMOGÉNEA}$ que acabamos de presentar se han deducido bajo la hipótesis de que la capa mezclada es homogénea. Sin embargo, *las medidas experimentales directas e indirectas indican que la capa mezclada es estratificada*. Por ello, a continuación deducimos las expresiones correspondientes a la variación de la energía potencial asociada al proceso de mezcla parcial $(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{ESTRATIFICADA}$ y a la eficiencia de mezcla $\eta_{ESTRATIFICADA}$ si la capa mezclada está estratificada.

El problema que se plantea es incluir la presencia de la estratificación real de la capa mezclada en la expresión de la energía potencial final del sistema fluido. A través de medidas experimentales directas de la densidad realizadas con un refractómetro óptico se verifica que la capa mezclada está estratificada. Esta característica puede representarse, en primera aproximación, como una estratificación de densidad del tipo escalón o salto de densidad cuya expresión sería:

$$\rho_M = \begin{cases} \rho_b & \text{si } 0 \leq z \leq h_M / 2 \\ \rho_a & \text{si } h_M / 2 < z \leq h_M \end{cases} \quad (5.42)$$

Sin embargo, no se descarta que la estratificación real de la capa mezclada sea de otro tipo, es decir, con un mayor número de capas. El motivo es que sólo se han realizado medidas experimentales en dos puntos en el interior de la capa mezclada, en su fondo y a la mitad. Por tanto, la expresión anterior (5.42) es una primera aproximación adaptada a las medidas de que disponemos.

La figura V.5. representa gráficamente el estado final del sistema fluido experimental distinguiéndose con diferentes colores las distintas capas o subcapas que intervienen en el proceso de mezcla:

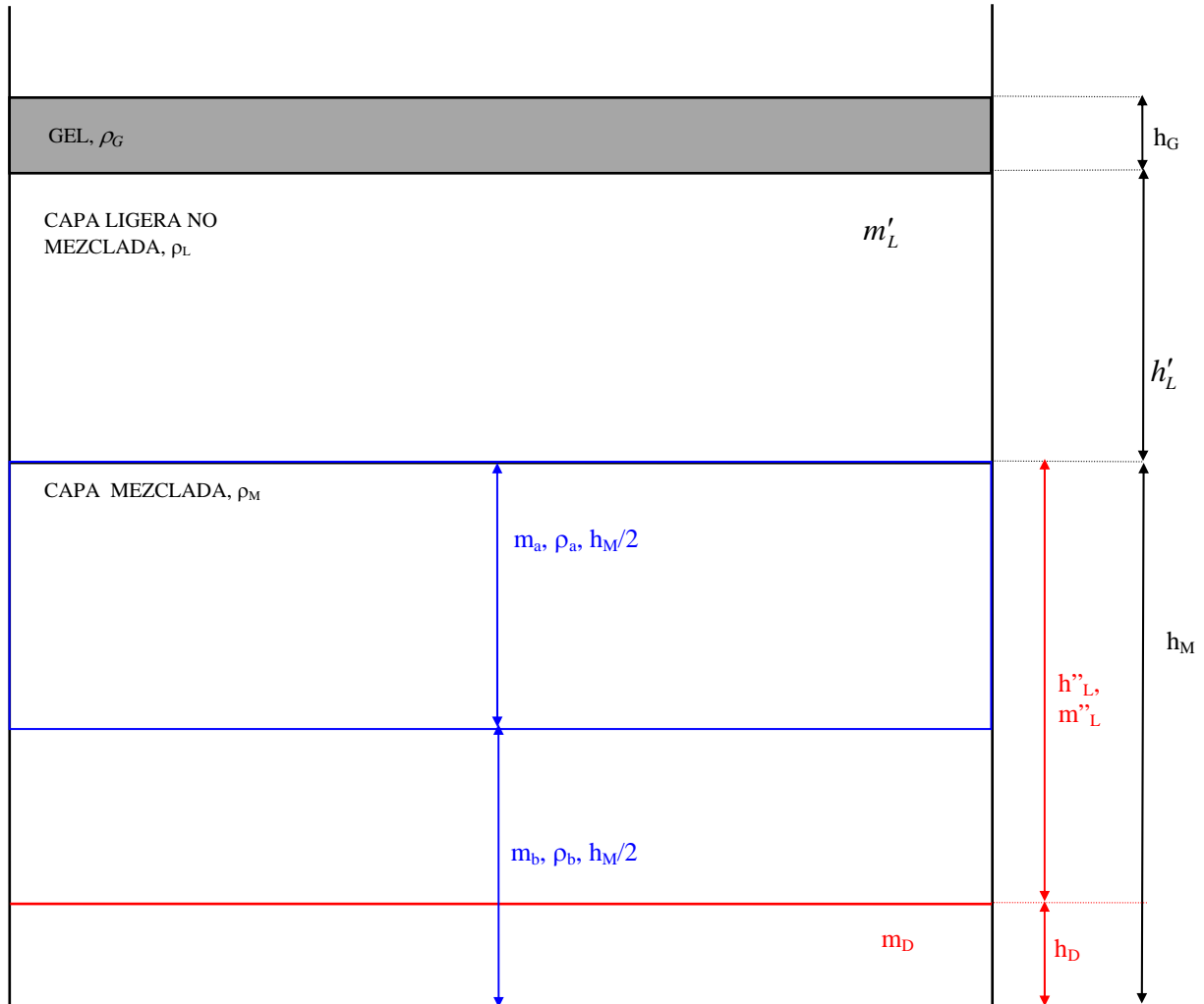


Figura V.5. Estado final del proceso de mezcla parcial suponiendo que la capa mezclada está estratificada. Esta estratificación está formado por dos capas fluidas (en azul). También se muestra los dos constituyentes originales de la capa mezclada (en rojo): la capa densa y la fracción de capa ligera que interviene en el proceso de mezcla parcial. Notación: ρ_G , densidad del gel; h_G espesor del estrato de gel; ρ_L densidad de la capa ligera; ρ_M es la densidad de la capa mezclada; h'_L altura de la fracción de capa ligera no mezclada; h''_L altura de la fracción de capa ligera mezclada; h_D altura inicial de la capa densa si está contenida en la cubeta experimental; h_M altura final de la capa mezclada; m''_L fracción de masa de la capa ligera que interviene en la mezcla; m'_L fracción de masa de la capa ligera que no interviene en la mezcla; m_D es la masa de la capa densa; m_a y ρ_a es la masa y la densidad del primer estrato que constituye la capa mezclada; m_b y ρ_b es la masa y la densidad del segundo estrato constituyente de la capa mezclada.

Se considera un procedimiento teórico semejante al utilizado anteriormente en el caso de la capa mezclada homogénea. Como ya se ha descrito, la capa mezclada es el resultado de la mezcla entre la capa densa y una fracción f de la capa ligera (que se muestran en rojo en la figura V.5). Anteriormente se dedujeron las siguientes relaciones (figura V.4):

$$\begin{aligned} m_L'' &= f \cdot m_L \\ h_L'' &= f \cdot h_L \\ h_M &= h_L'' + h_D = fh_L + h_D \\ m_M &= m_D + m_L'' = m_D + fm_L \end{aligned} \quad (5.43)$$

Por otra parte, experimentalmente se obtiene que la capa mezclada está estratificada y se supone que está constituida por dos capas (que se muestran en azul en la figura V.5). El estrato inferior, de densidad ρ_b y masa m_b , se extiende desde el fondo de la cubeta experimental hasta la mitad de la capa mezclada. El estrato superior, de densidad ρ_a y masa m_a , se extiende desde la mitad de la capa mezclada hasta la altura final de esta capa. Luego, la masa de la capa mezclada será:

$$m_M = m_a + m_b \quad (5.44)$$

A partir de las expresiones (5.43) y (5.44) se deduce que:

$$m_a + m_b = m_D + fm_L \quad (5.45)$$

La anterior representación gráfica refleja fielmente la situación experimental final en el sentido de que siempre se verifica que:

$$h_D < \frac{h_M}{2} \quad (5.46)$$

dado que $h_D = 0.69$ cm y el menor valor de h_M encontrado es de 4 cm. Esto implica que el estrato inferior de la capa mezclada, cuyas características son m_b , ρ_b , $h_M/2$, siempre contendría a la capa de espesor h_D . Por tanto, el estrato de masa m_b estará constituido por la masa de la capa densa m_D y una fracción f_M de aquella parte de la capa ligera que interviene en el proceso de mezcla m_L'' . Esto permite concluir la siguiente relación:

$$m_b = m_D + f_M \cdot m_L'' \quad (5.47)$$

Luego el estrato de masa m_a será:

$$m_a = (1 - f_M) m_L'' \quad (5.48)$$

Dado que:

$$m_L'' = fm_L \quad (5.49)$$

entonces, se deduce que:

$$\begin{aligned} m_b &= m_D + f_M(fm_L) \\ m_a &= (1 - f_M)fm_L \end{aligned} \quad (5.50)$$

donde

$$\begin{aligned} 0 &\leq f \leq 1 \\ f &= \frac{h_L - h'_L}{h_L} \end{aligned} \quad (5.51)$$

Por analogía se deduce que:

$$f_M = \frac{h'_L - \frac{h_M}{2}}{h'_L} = \frac{fh_L - \frac{h_M}{2}}{fh_L} = \frac{fh_L - \left(\frac{fh_L + h_D}{2}\right)}{fh_L} = \frac{fh_L - h_D}{2fh_L} \quad (5.52)$$

$$0 \leq f_M \leq 1 \quad (5.53)$$

Descrita la situación experimental, la energía potencial inicial es la misma que la de la expresión 5.24 porque no se ve afectada por el hecho de que la capa mezclada sea estratificada o se considere homogénea. Sin embargo, la energía potencial final sí tiene una expresión diferente en función de que la capa mezclada se considere homogénea o estratificada. De hecho, la expresión para la energía potencial final correspondiente al proceso de mezcla parcial si *la capa mezclada es estratificada* y considerando las equivalencias descritas en el apartado V.3.2 es:

$$\begin{aligned} (Ep_f)_{PARCIAL}^{ESTRATIFICADA} &= [(m_D + 3fm_L) - (2ff_M m_L)]g \frac{(h_D + fh_L)}{4} + \\ &+ (1 - f)m_L g \left[h_D + fh_L + (1 - f)\frac{h_L}{2} \right] + m_G g \left(h_D + h_L + \frac{h_G}{2} \right) \end{aligned} \quad (5.54)$$

Por tanto, la variación de la energía potencial asociada al proceso de mezcla parcial si *la capa mezclada es estratificada* es:

$$\begin{aligned} (\Delta Ep)_{PARCIAL}^{ESTRATIFICADA} &= m_D g \frac{h_D}{4} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) + m_L g h_D + m_G g h_D - fm_L g h_D - \\ &- f^2 m_L g \frac{h_L}{2} + m_D g f \frac{h_L}{4} + 3fm_L g \frac{(h_D + fh_L)}{4} - 2ff_M m_L g \frac{(h_D + fh_L)}{4} \end{aligned} \quad (5.55)$$

Si comparamos esta expresión (5.55) de la variación de la energía potencial para el proceso de mezcla parcial con capa mezclada estratificada con la correspondiente para el proceso sin mezcla (Apéndice V.1), se observa que los cuatro primeros sumandos de la anterior expresión coinciden con la variación de la energía potencial

para el proceso sin mezcla menos el término $m_D g \frac{h_D}{4}$. Esto nos permite describir la expresión (5.55) en la forma siguiente:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{ESTRATIFICADA} = (\Delta Ep)_{SIN} + \frac{m_D}{4} g (fh_L - h_D) + fm_L g \left[\frac{3(h_D + fh_L)}{4} - h_D - f \frac{h_L}{2} \right] - 2ff_M m_L g \frac{(h_D + fh_L)}{4} \quad (5.56)$$

El conjunto de los últimos tres sumandos representa la energía empleada para mezclar parcialmente el fluido denso y el ligero (apartado V.3) en el caso de que la capa mezclada se considere estratificada. Por tanto, se tiene que:

$$(\Delta W)_{PARCIAL}^{ESTRATIFICADA} = \frac{fg}{4} [m_D h_L + 3m_L (h_D + fh_L) - 4m_L h_D - 2fm_L h_L - 2f_M m_L (h_D + fh_L)] - m_D g \frac{h_D}{4} \quad (5.57)$$

Aplicando la definición general de la eficiencia de mezcla (5.9) a esta situación en la que se considera la estratificación de la capa mezclada se tendrá que:

$$\eta_{ESTRATIFICADA} = 1 - \frac{(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{ESTRATIFICADA}}{(\Delta Ep)_{SIN}} = - \frac{(\Delta W)_{PARCIAL}^{ESTRATIFICADA}}{(\Delta Ep)_{SIN}} \quad (5.58)$$

Sustituyendo la expresione (5.56) y la de la variación de la energía potencial del proceso sin mezcla en esta última expresión, y tras operar, obtenemos la siguiente expresión para la eficiencia de mezcla experimental si la capa mezclada es estratificada:

$$\eta_{ESTRATIFICADA} = \frac{\eta_{HOMOGENEA}}{2} - \frac{\Delta h_L}{2} \frac{\left[\frac{\rho_L}{h_D} (\Delta h_L - 2f_M (h_D + fh_L)) - \frac{\rho_D h_D}{\Delta h_L} \right]}{2(\rho_L h_L + \rho_G h_G) + \rho_D h_D - 2\rho_D^* \frac{h_D^*}{h_D} \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right)} \quad (5.59)$$

A partir de la expresión (5.59) se deducen las siguientes conclusiones:

a.- Si no existe mezcla, se verifica que:

$$f = 0 \Rightarrow \Delta h_L = 0 \quad (5.60)$$

lo que implica que, de nuevo, la eficiencia de mezcla es nula:

$$\eta_{ESTRATIFICADA} = 0 \quad (5.61)$$

b.- Si la mezcla entre los fluidos es completa, se verifica que:

$$f = 1 \Rightarrow \Delta h_L = h_L \quad (5.62)$$

entonces la eficiencia de mezcla toma su valor máximo cuya expresión es:

$$(\eta_{ESTRATIFICADA})_{MÁXIMA} = \frac{(\eta_{HOMOGENEA})_{MÁXIMA}}{2} - \frac{h_L}{2} \frac{\left[\frac{\rho_L}{h_D} (h_L - 2f_M(h_D + h_L)) - \frac{\rho_D h_D}{h_L} \right]}{2(\rho_L h_L + \rho_G h_G) + \rho_D h_D - 2\rho_D^* \frac{h_D^*}{h_D} \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right)} \quad (5.63)$$

Por tanto, la eficiencia de mezcla experimental si la capa mezclada se considera estratificada, toma valores en un rango que oscila entre 0 y el valor correspondiente a la expresión (5.63).

Por tanto, la eficiencia de mezcla tanto en el caso de capa mezclada homogénea como en el de capa estratificada nunca alcanza el valor 1, ni siquiera el valor 1/2, sino que siempre es menor.

El presente apartado finaliza mediante el planteamiento de algunas críticas respecto a las hipótesis implícitas en las que se basan la obtención de la eficiencia de mezcla. Dichas hipótesis son las siguientes:

a.- Se supone que el espesor del estrato de gel no varía, es decir, es el mismo en el estado final que en el estado inicial: $h_{Go}=h_{Gf}=h_G$. Sin embargo, esta hipótesis no es real porque según la disolución densa atraviesa el estrato de gel, éste se va deformando (siendo dicha deformación superior en el gel más viscoso al requerirse un mayor trabajo por parte de la capa densa para vencer las fuerzas viscosas). Además, según transcurre el tiempo el gel CMC se diluye en la disolución ligera lo que acarrea el aumento de su espesor y la descomposición del estrato de gel.

La influencia del primer fenómeno se analiza en los apartados V.3.4 y VI.2, y se considera incluida en la obtención de la eficiencia de mezcla η realizada en el presente apartado.

Respecto al segundo fenómeno se propone un tiempo límite de referencia, que es del orden de 10 minutos, por debajo del cual el proceso de dilución del estrato de gel puede despreciarse porque, además, esta dilución sería molecular, que es muy lenta y en cualquier caso mucho menor que la mezcla turbulenta. Es decir, aunque la duración de un experimento sea superior en cuanto al registro experimental y a la grabación de imágenes, en principio, sólo consideraremos como válidos los primeros 10 minutos.

Este tiempo límite es un valor promedio, siendo menor para el gel menos viscoso y mayor para el más viscoso.

b.- Se supone que toda la masa inicial de la capa densa (500 cm^3) atraviesa el estrato de gel y participa en el proceso de mezcla parcial con la fracción f de la capa ligera. Sin embargo, en la práctica experimental existe un pequeño volumen de disolución densa que queda retenido tanto en el estrato de gel como en el sistema de cajas móviles y que, por tanto, no se utiliza en el proceso de mezcla parcial. Este hecho podría ser importante en la evaluación teórica posterior de la densidad promedio ρ_M de la capa mezclada. Por tanto, se acepta como una aproximación razonable que todo el volumen de la capa densa participa en el proceso de mezcla parcial.

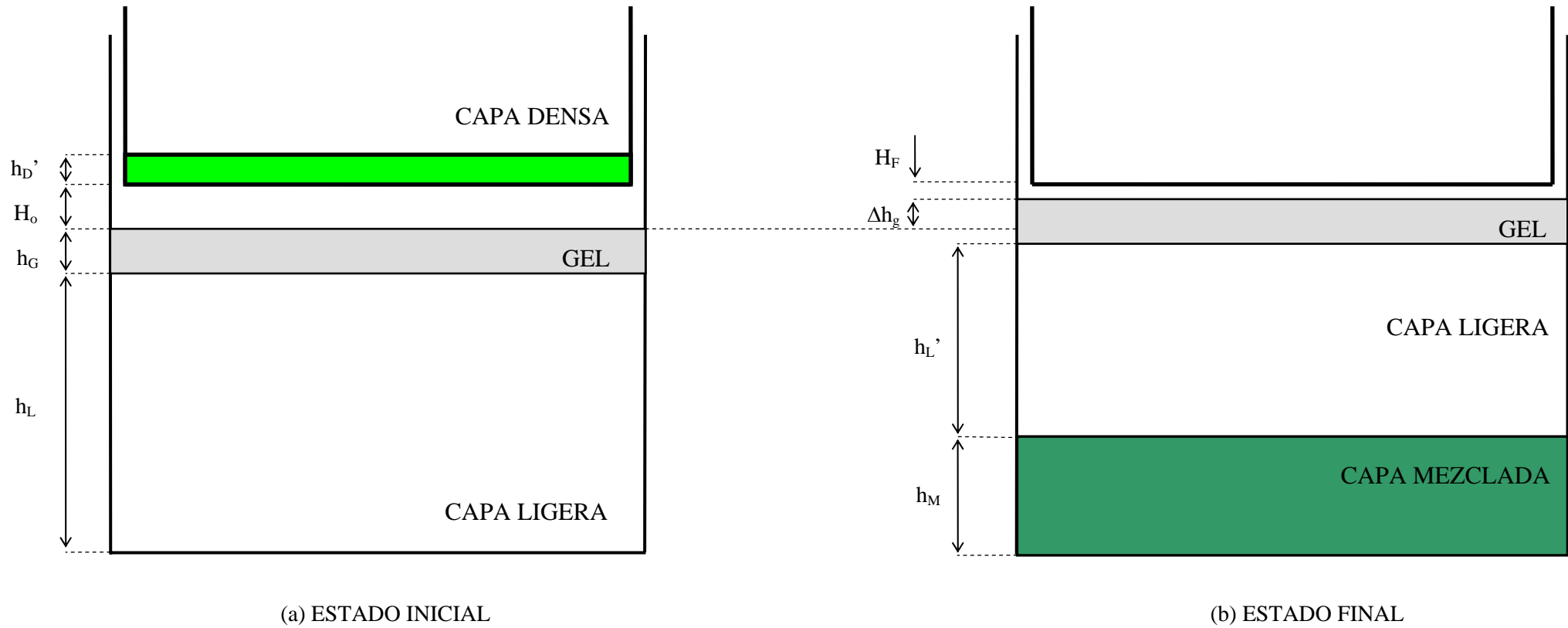


Figura V.6. Representación esquemática de las condiciones experimentales de un proceso de mezcla parcial. (a) Estado inicial del sistema fluido experimental. (b) Estado final al que llega el sistema fluido después del proceso de mezcla. Notación: h_L , altura inicial de la capa ligera; h_L' , espesor final de la capa ligera; h_D' , espesor inicial de la capa densa; h_G , espesor del estrato de gel CMC; h_M , espesor de la capa mezclada; H_o , altura Inicial del sistema de cajas móviles respecto del estrato de gel; H_F , altura final del sistema de cajas móviles respecto del estrato de gel; Δh_G , elevación de la capa de gel respecto de su situación inicial.

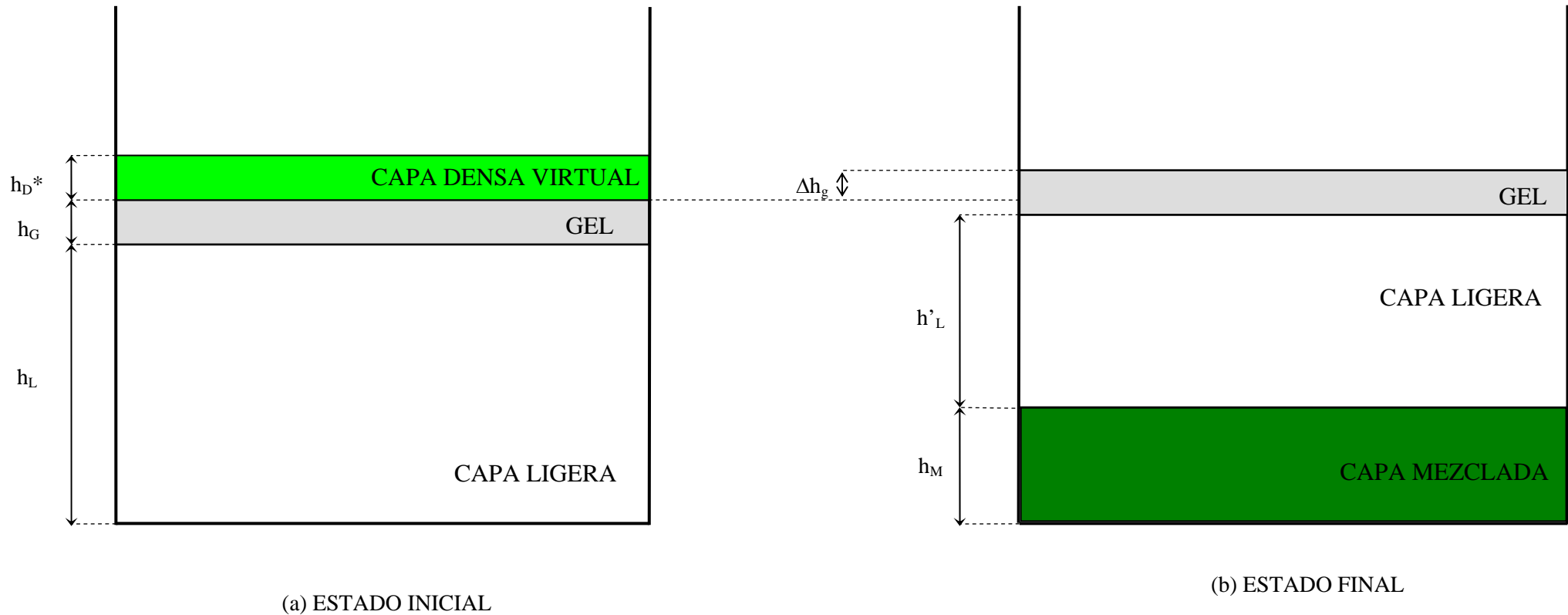


Figura V.7. Representación esquemática de las condiciones experimentales de un proceso de mezcla parcial. (a) Estado inicial considerando las equivalencias del sistema fluido experimental. (b) Estado final al que llega el sistema fluido después del proceso de mezcla. Notación: h_L , altura inicial de la capa ligera; h'_L , espesor final de la capa ligera; h_D^* , espesor inicial de la capa densa; h_G , espesor del estrato de gel CMC; h_M , espesor de la capa mezclada; Δh_g , elevación de la capa de gel respecto de su situación inicial.

V.3.4 INFLUENCIA DEL ESTRATO DE GEL CMC

El modelo de laboratorio propuesto en el apartado III.2.1 incluye la colocación de un estrato de gel CMC en el sistema fluido experimental. Según se ha descrito en el Capítulo IV, la presencia de este gel influye en la etapa inicial del desarrollo del experimento de mezcla turbulenta. Este apartado presenta un breve estudio relativo a la influencia de este estrato de gel CMC. El procedimiento utilizado para analizar cuál es la influencia del gel ha sido la realización de experimentos de mezcla turbulenta sin la presencia del mencionado estrato de gel CMC. La figura V.8 muestra esquemáticamente el estado inicial correspondiente al sistema fluido experimental sin el gel CMC. Por tanto, el procedimiento experimental usado es el mismo que en el caso de los experimentos realizados con una distribución inestable de densidad, con la excepción de que ahora no se coloca ninguna capa de gel en el interior de la cubeta experimental.

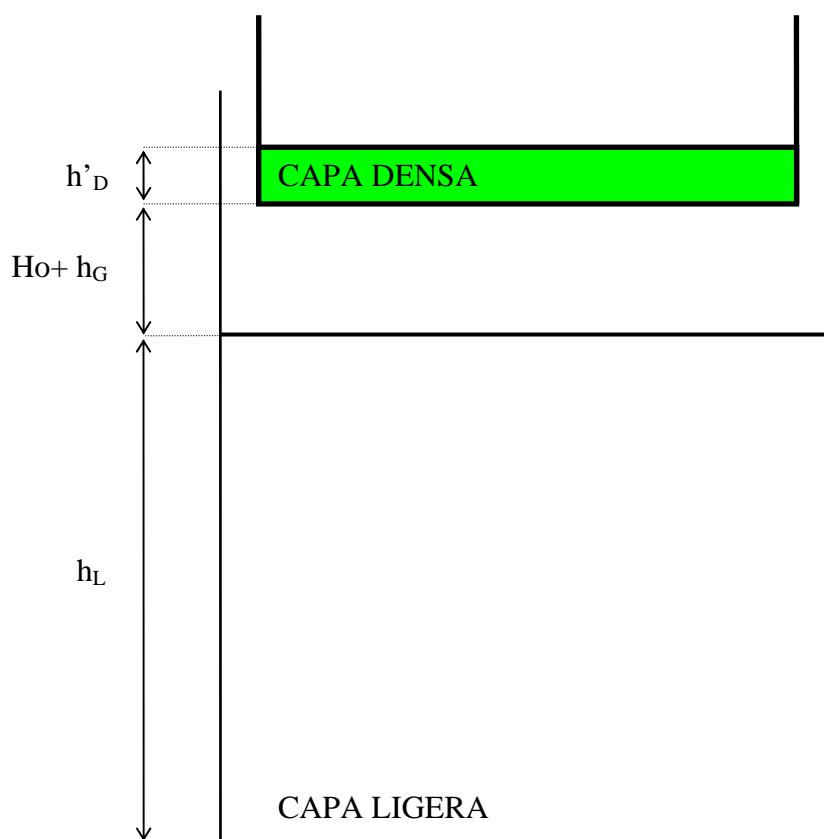


Figura V.8. Estado inicial correspondiente al sistema fluido experimental con una distribución inestable de densidad y sin el estrato de gel cMC.

Respecto al estado final al que llega el sistema fluido es el mismo que se obtenía en los experimentos con gel, es decir, aparece una capa mezclada en la parte inferior de la cubeta experimental y delimitada superiormente por una interfase estable de densidad. La única diferencia es que, al no existir el estrato de gel, lógicamente, éste no sufre ninguna elevación durante el proceso de mezcla. Hay que recalcar que en este caso en el que no se usa el gel, la distribución inicial de densidad también es inestable.

Por otra parte, el desarrollo del proceso de mezcla es ligeramente diferente en el caso de que no esté presente el estrato de gel en el sistema fluido. La diferencia es que bajo las nuevas condiciones experimentales no se forman protuberancias de gel sino exclusivamente penachos turbulentos que también son distintos porque su radio es menor y su desarrollo lateral también siendo menos turbulentos.

El objetivo de la realización de este nuevo tipo de experimentos es tener medidas directas de las alturas y densidades de las capas fluidas que intervienen en los mismos, y así poder evaluar el comportamiento de la eficiencia de mezcla y de la altura de la capa mezclada en el caso de que no se haya utilizado el estrato de gel CMC. De esta forma, se podrán comparar los nuevos resultados con los obtenidos en los procesos de mezcla con distribuciones inestables de densidad en los que se utilizaba el estrato de gel CMC. Esta comparación se realizará en los apartados VI.1 y VI.2.

A continuación, se presenta la expresión de la energía potencial inicial correspondiente al nuevo estado inicial y teniendo en cuenta las equivalencias descritas en el apartado V.3.2:

$$Ep_o^{SIN\ GEL} = m_L g \frac{h_L}{2} + m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.64)$$

La energía potencial final correspondiente al estado final sin gel en el proceso sin mezcla viene dada por la siguiente expresión:

$$(Ep_f)_{SIN}^{SIN\ GEL} = m_D g \frac{h_D}{2} + m_L g \left(h_D + \frac{h_L}{2} \right) \quad (5.65)$$

Por tanto, la variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla que tiene lugar en el sistema fluido sin el estrato de gel CMC es la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{SIN}^{SIN\ GEL} = m_L g h_D + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.66)$$

La energía potencial final correspondiente al estado final del sistema fluido sin gel después del proceso de mezcla parcial es:

$$\begin{aligned} (Ep_f)_{PARCIAL}^{SIN\ GEL} = & (m_D + ff_M m_L)g \frac{(h_D + fh_L)}{4} + (1 - f_M)fm_L g \frac{3}{4}(h_D + fh_L) + \\ & + (1 - f)m_L g \left(h_D + \frac{h_L}{2} + \frac{fh_L}{2} \right) \end{aligned} \quad (5.67)$$

Por tanto, la variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla parcial que tiene lugar en el sistema fluido sin estrato de gel CMC es la siguiente:

$$\begin{aligned} (\Delta Ep)_{PARCIAL}^{SIN\ GEL} = & m_L gh_D + m_D g \frac{(h_D + fh_L)}{4} + \frac{f}{2} m_L g \left[fh_L \left(\frac{1}{2} - f_M \right) - h_D \left(\frac{1}{2} + f_M \right) \right] - \\ & - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \end{aligned} \quad (5.68)$$

A partir de las anteriores expresiones es posible calcular la eficiencia de mezcla correspondiente cuyos resultados y comportamiento se describen en el apartado VI.2. Respecto a la altura de la capa mezclada se mide experimentalmente en el estado final al que llega el sistema fluido sin el estrato de gel CMC, y sus resultados se presentan en el apartado VI.1.

El análisis de la influencia del estrato de gel CMC podría completarse estudiando la reducción que sufre la energía cinética de la capa densa descendente al atravesar el estrato de gel. El gel origina un frenado en el movimiento de los *chorros* de capa densa debido al efecto de su viscosidad, v_G , Es decir, si los *chorros* de capa densa inciden sobre el estrato de gel con una velocidad V_o , emergerán con una velocidad V_s menor¹. Los efectos básicos que determinan este frenado de la capa densa son la fricción viscosa y la deformación del estrato de gel.

El frenado de la capa densa al atravesar el estrato de gel CMC puede considerarse situado entre dos situaciones extremas. La primera situación, asociada a la presencia del gel menos viscoso, está en relación con el frenado de los *chorros* debido a

¹ La velocidad con la que un chorro atraviesa el estrato de gel es variable desde su valor máximo correspondiente a la velocidad de entrada V_o hasta su valor mínimo que es el de la velocidad de salida V_s , que puede llegar a ser cero si la capa densa es detenida en el interior del gel. La velocidad es variable porque al irse depositando la capa densa sobre el estrato de gel, disminuye la altura de dicha capa.

la fricción viscosa del gel y sin considerar las pérdidas energéticas asociadas a la deformación del gel y a la fuerza de tensión superficial². La segunda situación, asociada a la presencia del gel más viscoso, corresponde al frenado de la capa densa a su paso por el gel debido a la fricción viscosa y a la pérdida energética que sufre como consecuencia de la deformación en la capa de gel (apartado IV.1). Esta protuberancia del gel es capaz de sostener o contener en su interior a toda la capa densa durante un cierto intervalo temporal tras el cual la capa densa emergerá en forma de penachos turbulentos por la base del estrato de gel. No obstante, no se ha considerado necesario proseguir esta línea de investigación dado que se han realizado experimentos sin la presencia del estrato de gel CMC que nos proporcionan directamente la eficiencia de mezcla y la altura de la capa mezclada asociadas a esta situación.

² El efecto de frenado de los *chorros* de capa densa debido a la fricción viscosa del gel exclusivamente, sin considerar la deformación del estrato de gel, es un frenado de tipo viscoso que podemos suponer que es proporcional a la velocidad de paso (λV_E) del *chorro* a través del gel.

V.3.5 LA EFICIENCIA DE MEZCLA BAJO CONDICIONES INICIALES ESTABLES

La mayoría de los experimentos realizados corresponden a situaciones con una estratificación inicial inestable con un amplio rango de valores del número de Atwood. Para completar dicho rango y tener en cuenta las diferentes condiciones experimentales existentes, se realizaron un conjunto de experimentos con estratificación inicial estable. Estas situaciones con estratificación estable se caracterizan porque *la densidad de la anteriormente denominada capa densa es menor que la de la capa ligera*, luego les corresponden números de Atwood negativos según su definición (ecuación 5.1):

$$\rho_D < \rho_L \Rightarrow A < 0 \quad (5.69)$$

El presente apartado tiene como objetivo la obtención de las expresiones correspondientes a las variaciones de la energía potencial asociadas tanto al proceso de mezcla parcial como al proceso sin mezcla en el caso de que la estratificación sea estable. Si se analiza un proceso de mezcla parcial bajo una estratificación inicial estable mediante las expresiones correspondientes al caso de la estratificación inestable, se obtendrían valores negativos de la eficiencia de mezcla, que no tienen sentido porque este parámetro posee el significado físico de un rendimiento. Además, las magnitudes $(\Delta W)_{\text{parcial}}$ y $(\Delta W)_{\text{total}}$ también toman valores negativos lo que, de nuevo, constituye una inconsistencia dado su significado físico. Estos resultados se explican por la forma en que se determina experimentalmente la altura de la capa mezclada h_m que en la situación estable no coincide con el procedimiento empleado en situaciones con estratificación inestable, como se muestra en la figura V.9.

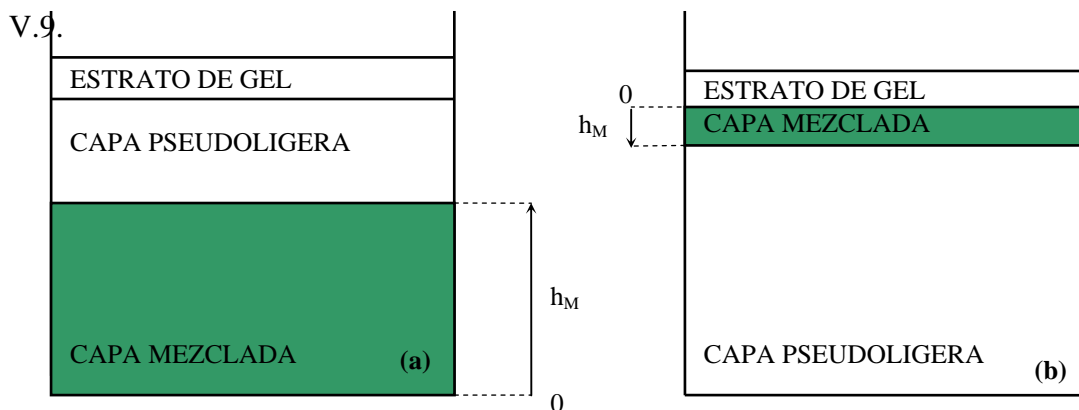


Figura V.9. Situaciones experimentales finales resultantes de dos procesos de mezcla realizados bajo diferentes condiciones iniciales. (a) Proceso de mezcla correspondiente a una distribución inestable de densidad. (b) Proceso de mezcla correspondiente a una estratificación inicial estable.

Como se acaba de mencionar, la distribución estable de densidad se caracteriza porque *la densidad de la hasta ahora denominada capa densa es menor que la de la capa ligera* . Por este motivo y con el objetivo de recordar esta peculiaridad, las denominaciones de dichas capas fluidas aparecerán en cursiva en el presente apartado. Además, se denotarán como *capa pseudodensa* y *capa pseudoligera* en las figuras de este apartado.

La diferencia esencial entre la situación estable y la inestable es el comportamiento dinámico del sistema fluido que afecta al proceso de mezcla turbulenta entre los fluidos constituyentes del mismo. Si la estratificación es estable eso implica que una partícula fluida alejada de su nivel inicial tiende a regresar al mismo. Por tanto, las fuerzas de flotabilidad impiden que la *capa densa –que ahora es la más ligera-* penetre una gran profundidad en la *capa ligera –que ahora es la más densa-*. Los experimentos realizados muestran este comportamiento nítidamente en las masas fluidas de *disolución densa* que intentan mezclarse con la *capa ligera* (figuras IV.36 a IV.47). Por ello, la capa mezclada, en general de pequeño espesor, se sitúa en la parte superior de la cubeta experimental e inmediatamente debajo del estrato de gel CMC (figura IV.47). El pequeño espesor que suele tener esta capa mezclada permite suponer que es homogénea.

Bajo las condiciones de estratificación inicial estable la mezcla producida entre los fluidos tiene algunas características coincidentes con las del caso de estratificación inestable. Existe variación de la densidad durante el proceso dado que los fluidos son de distinta densidad y, por ello, existe mezcla debida a la energía por efecto de la flotabilidad inicial. Además existe cambio en la posición de las diferentes capas fluidas. Por otra parte, e igual que en cualquier otra situación experimental, parte de la energía inicial de la que el sistema fluido dispone se utiliza en la generación de otros fenómenos fluidos diferentes de la mezcla turbulenta mientras que el resto suministra la energía con la que la capa densa entra en contacto y se mezcla con la ligera (apartado V.3).

Por todo ello, ha de existir un valor no nulo, pero pequeño, de la eficiencia de mezcla η y un valor de la fracción de mezcla f también pequeño, pero no inexistente dado que la mezcla entre los fluidos es pequeña porque las fuerzas de flotabilidad se oponen a la misma. Esto implica que se tiene que consumir cierta cantidad de energía

porque existe mezcla en concordancia con la existencia de una pequeña eficiencia, y, por tanto, las magnitudes $(\Delta W)_{parcial}$ y $(\Delta W)_{total}$ han de tener valores positivos.

Respecto al comportamiento del sistema fluido bajo la condición de una estratificación inicial estable cabe hacer las siguientes puntualizaciones. El efecto de la viscosidad del gel CMC es oponerse al movimiento a través suyo de la *capa densa* –que ahora es la más ligera–, fenómeno también presente en el caso inestable. Por otra parte, la densidad de la *capa densa* ρ_D es menor que la del gel CMC ρ_G , luego existe una interfase estable entre ambos fluidos lo que dificulta más aún que aquélla atravesase el estrato de gel. Este fenómeno es parcialmente contrarrestado por la existencia de la energía inicial adicional asociada a la altura H_o de la *capa densa*. Esta situación no tiene lugar en el caso de la estratificación inestable, sino que es propio de la estratificación estable.

Si la estratificación inicial es estable al depositarse la *capa densa*, el gel CMC se *comba* en mayor o menor grado (figuras IV.37 y IV.38), y no mantiene su espesor constante como se ha supuesto hasta ahora. Este fenómeno es debido a la energía asociada al momento inicial con el que se deposita dicha *capa densa* por su altura inicial H_o . El estrato de gel CMC absorbe la mayor parte de esta energía y frena la caída de la *capa densa* de menor densidad. Sin embargo, a veces, el estrato de gel deja pasar una fracción de *disolución densa* que será la que sufra el proceso de mezcla con parte de la *capa ligera* (figura IV.37). Posteriormente, al finalizar el proceso de mezcla, el estrato de gel CMC recupera su forma y espesor originales, pero conteniendo en su interior un cierto volumen de *disolución densa* que no se ha mezclado y habiendo dejado pasar a través suyo el resto de dicha disolución que es la que habrá sufrido el proceso de mezcla con cierta fracción f de la *capa ligera* –que en este caso es la más densa–. La inclusión de las peculiaridades y características reales del proceso de mezcla bajo estas condiciones de una estratificación estable podría representarse analíticamente mediante un coeficiente f_D , que es la fracción de la *capa densa* que se mezcla con la *capa ligera*. Sin embargo, esto no se ha realizado finalmente porque no supone una gran mejoría en los resultados y porque en promedio una buena parte de la *capa densa* participa en el proceso.

Las características del comportamiento del sistema fluido experimental con una distribución estable de densidad que se acaban de describir se muestran en los dos esquemas gráficos de la figura V.10.

A continuación, mediante la utilización de la definición de la energía potencial (5.6), se obtienen las expresiones de las variaciones de la energía potencial asociadas al proceso sin mezcla y al de mezcla parcial correspondientes al caso de una distribución inicial de densidad que es estable y que, por tanto, impone las condiciones recogidas en la expresión (5.69).

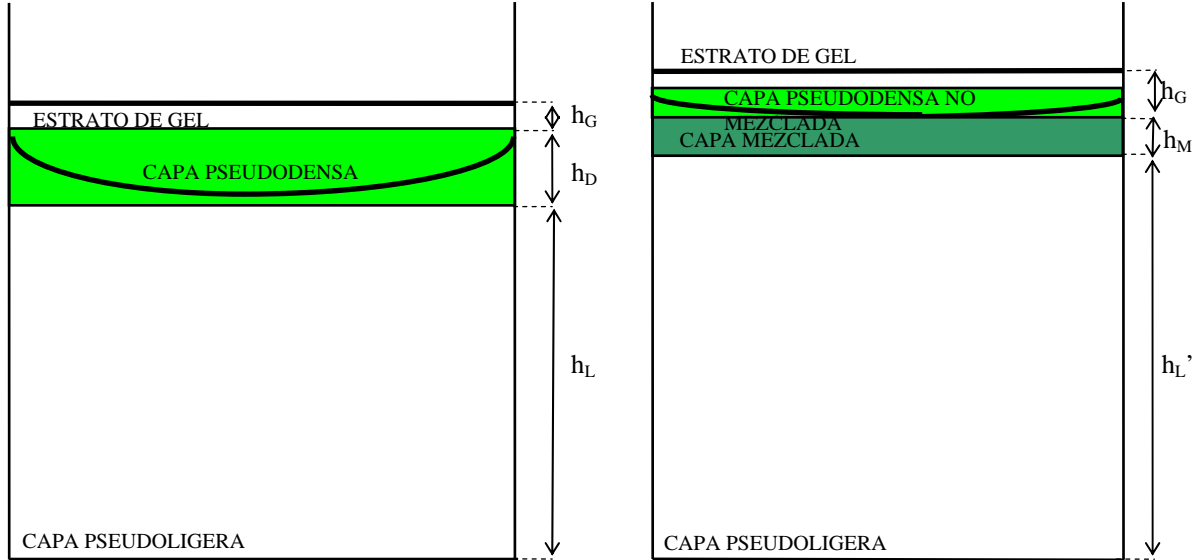


Figura V.10. Esquema gráfico del desarrollo del proceso de mezcla parcial bajo la condición de una estratificación inicial estable. (a) Estado intermedio del proceso en el que se observa cómo se *comba* el estrato de gel al depositar sobre él la *capa densa, que es la más ligera*. (b) Estado final del proceso en el que se observa la capa mezclada situada debajo del estrato de gel. Además, se observa aquella parte de la *capa densa* que no ha conseguido atravesar dicho estrato de gel.

La situación experimental inicial es la misma bajo todas las condiciones de estratificación, sea ésta inestable, estable o neutra, como se muestra en la estado inicial de la figura V.12. Considerando las equivalencias del sistema fluido experimental descritas en el apartado V.3.2, la expresión de la energía potencial inicial es:

$$Ep_o^* = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{h_G}{2} \right) + m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.70)$$

A partir de la figura V.11, la energía potencial final del proceso sin mezcla bajo condiciones estables tiene la siguiente expresión:

$$(Ep)_{SIN}^{ESTABLE} = m_L g \frac{h_L}{2} + m_D g \left(h_L + \frac{h_D}{2} \right) + m_G g \left(h_D + h_L + \frac{h_G}{2} \right) \quad (5.71)$$

Luego, la variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla si la estratificación inicial es estable será:

$$(\Delta Ep)_{SIN}^{ESTABLE} = m_G g h_D + m_D g \left(h_L + \frac{h_D}{2} \right) - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.72)$$

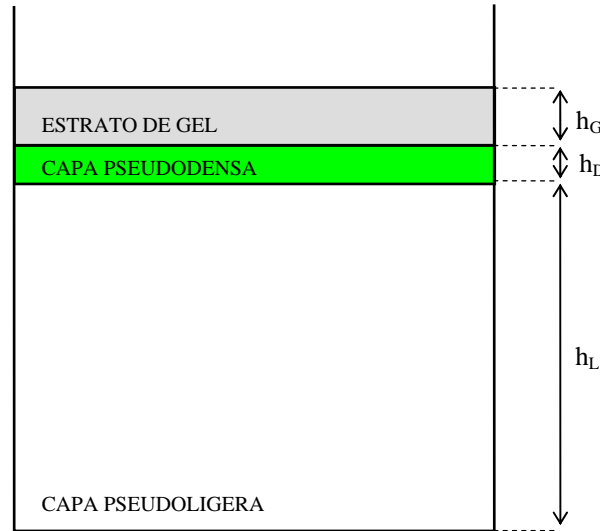


Figura V.11. Disposición de los fluidos en el estado final resultante tras un proceso sin mezcla bajo la condición de una estratificación inicial estable. A diferencia de la situación inestable, la *capa densa* – actualmente, *pseudodensa*– queda situada debajo del estrato de gel CMC y encima de la *capa ligera* – actualmente, *pseudoligera*– porque tiene menor densidad que ésta última.

La deducción de las expresiones de la energía potencial final y de la variación de la energía potencial correspondientes al proceso de mezcla parcial bajo condiciones estables se basa en la figura V.12. En esta figura se presenta la capa mezclada final, cuya altura es h_M , y simultáneamente la *capa densa*, cuya altura es h_D , y la parte de la *capa ligera*, cuya altura es h_L'' , que interviene en la mezcla generando dicha capa mezclada. A partir de este esquema gráfico se deducen las siguientes relaciones:

$$CapaLigera \begin{cases} m_L' = (1-f)m_L & m_L'' = fm_L \\ h_L' = (1-f)h_L & h_L'' = fh_L \end{cases} \quad (5.73)$$

donde las expresiones relacionadas con la capa ligera han sido descritas en el apartado V.3.3 y donde f es la fracción mezclada de la capa ligera.

Por tanto, se deducen las siguientes relaciones para las características de la capa mezclada bajo la condición de estratificación estable descrita:

$$\begin{aligned} h_M &= fh_L + h_D \\ m_M &= fm_L + m_D \end{aligned} \quad (5.74)$$

La energía potencial final del proceso de mezcla parcial bajo condiciones estables viene dada por la siguiente expresión:

$$(Ep)_{PARCIAL}^{ESTABLE} = m'_L g \frac{h'_L}{2} + m_M g \left(h'_L + \frac{h_M}{2} \right) + m_G g \left(h'_L + h_M + \frac{h_G}{2} \right) \quad (5.75)$$

Tras operar, se obtiene la siguiente expresión:

$$(Ep)_{PARCIAL}^{ESTABLE} = m_L g \frac{h_L}{2} + m_L g f \frac{h_D}{2} + m_D g \left[\left(1 - \frac{f}{2} \right) h_L + \frac{h_D}{2} \right] + m_G g \left(h_L + h_D + \frac{h_G}{2} \right) \quad (5.76)$$

Respecto a la variación de la energía potencial del proceso de mezcla parcial su expresión es la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{ESTABLE} = m_L g f \frac{h_D}{2} + m_G g h_D + m_D g \left[\left(1 - \frac{f}{2} \right) h_L + \frac{h_D}{2} \right] - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.77)$$

Considerando la expresión de la variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla bajo condiciones estables (5.72), se tiene que:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{ESTABLE} = (\Delta Ep)_{SIN}^{ESTABLE} + \frac{fg}{2} (m_L h_D - m_D h_L) \quad (5.78)$$

La definición de la eficiencia de mezcla correspondiente al caso estable es (Redondo, 1987; Yagüe, 1992):

$$\eta_{ESTABLE} = \frac{(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{ESTABLE}}{(\Delta Ep)_{SIN}^{ESTABLE}} \quad (5.79)$$

que también representa una comparación entre la energía real de que dispone el sistema fluido y la energía utilizable.

Sustituyendo en ella las expresiones anteriormente deducidas para las variaciones de la energía potencial, se obtiene la siguiente expresión para la eficiencia de mezcla correspondiente a un proceso de mezcla parcial con una distribución inicial de densidad que es estable y capa mezclada homogénea:

$$\eta_{HOMOGÉNEA}^{ESTABLE} = 1 + \frac{\Delta h_L}{\frac{1}{(\rho_L - \rho_D)} \left[\rho_D h_D + 2\rho_D h_L + 2\rho_G h_G - 2\rho_D^* \frac{h_D^*}{h_D} \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \right]}$$

(5.80)

donde el segundo sumando es bastante parecido a la expresión (5.37) de la eficiencia de mezcla asociada al proceso de mezcla parcial realizado con una distribución inestable de densidad y capa mezclada homogénea.

A partir de la expresión (5.80) se deduce que si no existe mezcla ($f = 0 \Rightarrow \Delta h_L = 0$) la eficiencia de mezcla es la unidad. Si la mezcla entre la capa densa y la ligera es completa ($f = 1 \Rightarrow \Delta h_L = h_L$), la eficiencia toma su valor máximo. Es decir, la eficiencia de mezcla bajo estas condiciones estables, y capa mezclada homogénea, toma valores entre 1 y el valor máximo.

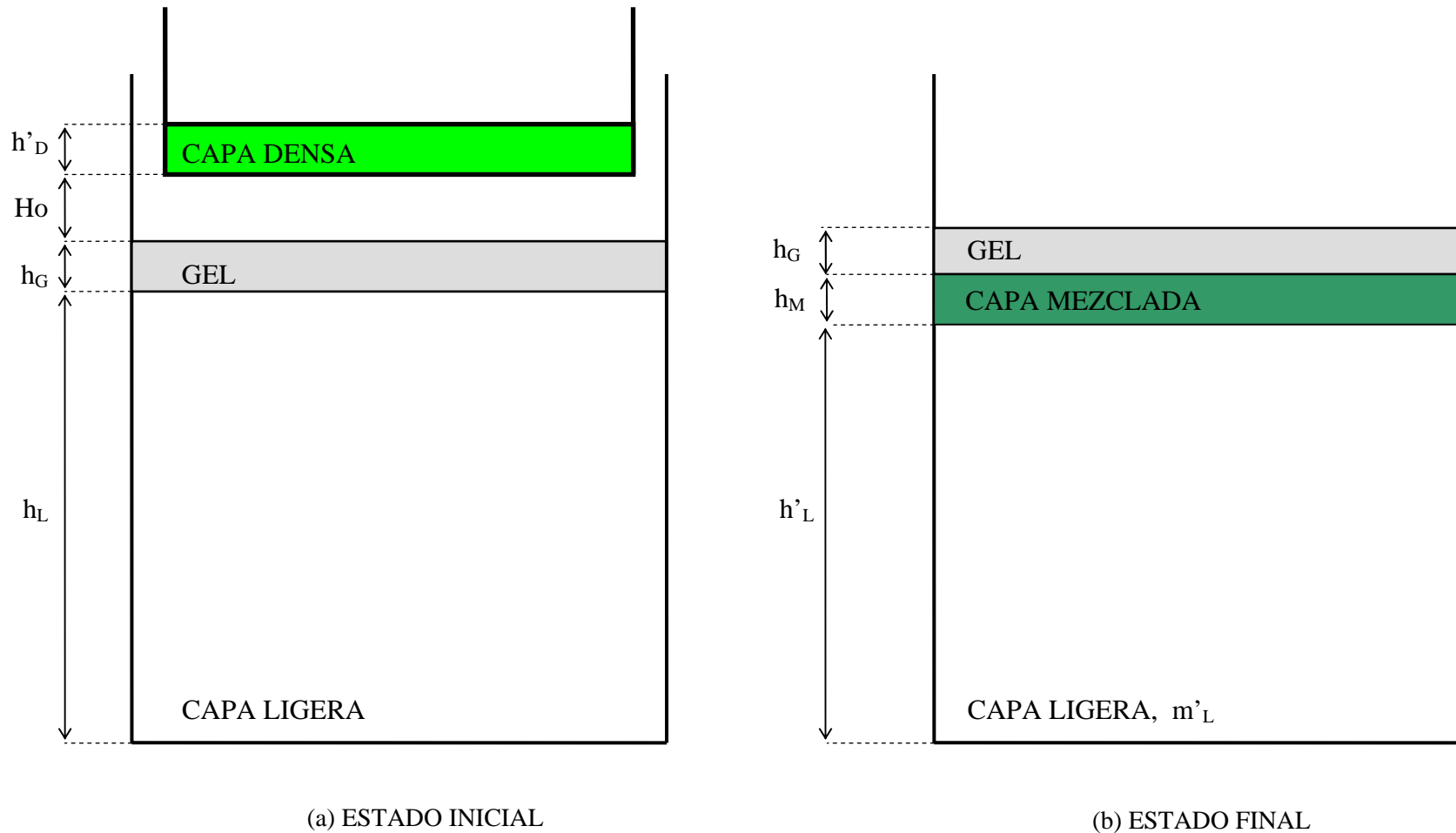


Figura V.12. Representación esquemática de las condiciones experimentales de un proceso de mezcla parcial. (a) Estado inicial del sistema fluido experimental con una distribución de densidad que es estable. (b) Estado final al que llega el sistema fluido después del proceso de mezcla. Notación: h_L , altura inicial de la capa ligera; h'_L , espesor final de la capa ligera que no ha intervenido en la mezcla; h'_D , espesor inicial de la capa densa; h_G , espesor del estrato de gel CMC; h_M , espesor de la capa mezclada; H_o , altura inicial del sistema de cajas móviles respecto del estrato de gel.

V.3.6 LA EFICIENCIA DE MEZCLA BAJO CONDICIONES INICIALES NEUTRAS

Como se ha mencionado con anterioridad, la mayor parte de los experimentos se han realizado bajo la condición de una distribución de densidad que es inestable. Sin embargo, se han realizado también un conjunto de experimentos con una distribución inicial de densidad que es neutra por idénticos motivos que los descritos en el caso de la estratificación estable.

La distribución de densidad que es indiferente se caracteriza porque la densidad de la capa densa es igual que la de la capa ligera lo que implica que el número de Atwood es nulo según su definición (ecuación (5.1)):

$$\rho_D = \rho_L \Rightarrow A = 0 \quad (5.81)$$

El primer objetivo del presente apartado es la obtención de las expresiones correspondientes a las variaciones de la energía potencial asociadas tanto al proceso de mezcla parcial como al proceso sin mezcla en el caso de que la distribución inicial sea neutra. El segundo objetivo es la obtención de la expresión de la eficiencia de mezcla correspondiente a un proceso de mezcla realizado bajo la condición de una estratificación indiferente.

La principal diferencia entre la estratificación neutra y la inestable es el comportamiento dinámico o la evolución del sistema fluido que determina las características del correspondiente proceso de mezcla turbulenta entre los fluidos. La presencia de una estratificación indiferente implica que una partícula fluida por sí sola no tiene tendencia a alejarse de su posición inicial de equilibrio, luego cualquier nivel es de equilibrio para dicha partícula. Por tanto, en este caso las fuerzas de flotabilidad asociadas a este tipo de estratificación ni impiden ni favorecen el movimiento fluido. En particular, si el sistema fluido presentado en este trabajo posee una distribución de densidad que es indiferente eso implica que ni se favorece ni se impide que la capa densa penetre tanto en el estrato de gel CMC como en la capa ligera. Por este motivo se dice que no existe energía por flotabilidad en el sistema fluido.

Sin embargo, el anterior comportamiento no se observa ni en la visualización de los experimentos con estratificación inicial neutra ni en su posterior digitalización. De hecho, es posible observar que, a veces, la capa densa penetra una

profundidad notable dentro de la capa ligera y, por ello, es precisa una explicación (figuras IV.49 a IV.57). Si la estratificación es neutra no existe energía por flotabilidad, pero dada la configuración del sistema fluido existe una energía adicional que es la asociada a la capa densa por estar situada a la altura H_o respecto del estrato de gel CMC. La posición de la capa densa hace que a este fluido se le imprima un momento inicial. Parte de esta energía añadida es absorbida por el estrato de gel mientras que el resto suministra la energía con la que la capa densa entra en contacto con la ligera y modifica el comportamiento propio de una estratificación indiferente.

En conclusión, la presencia inicial de una distribución de densidad que es neutra implica que los fluidos constituyentes del sistema tienen la misma densidad y no existe energía por flotabilidad. Por tanto, no habrá variación de la densidad durante el proceso de mezcla, es decir, la capa mezclada resultante tiene la misma densidad que la capa densa o la ligera. Podría, entonces, concluirse que no existe mezcla entre los fluidos y que la eficiencia de mezcla ha de ser nula. Sin embargo, esta conclusión no es del todo cierta.

El desarrollo del experimento bajo condiciones indiferentes permite observar la aparición de una región coloreada y de dimensiones variables situada debajo del estrato de gel CMC (figuras IV.63 y IV.76). Esto implica que sí existe una entremezcla de los fluidos denso y ligero, puesto que aparece una dilución del color proporcionado por la fluoresceína sódica introducida en la capa densa. Sin embargo, no se produce un proceso de mezcla en el sentido clásico descrito en el caso de la distribución de densidad inestable, sino que existe una entremezcla entre los fluidos generado por el momento inicial de la capa densa. La entremezcla de los fluidos consiste en el cambio de posición de las partículas fluidas tanto de la capa densa como de la ligera por efecto de la energía adicional y no como consecuencia de una diferencia de densidad que no existe.

Por tanto, en el caso de la distribución de densidad indiferente la capa mezclada es la región en la que se han entremezclado los fluidos sin variación de densidad en el sistema fluido. Esta capa mezclada está notablemente influida por las condiciones iniciales, siendo su espesor variable y con un límite superior no bien definido.

Respecto a la parte de la energía adicional que es absorbida por el estrato de gel hay que decir que al tener los geles viscosidades diferentes, absorberán una fracción diferente del momento inicial (de hecho, la dilución del color proporcionado por la fluoresceína sódica es más evidente en los experimentos realizados con el gel menos viscoso). En concreto, el gel más viscoso absorberá más cantidad de energía de ese momento inicial que el menos viscoso. Por ello, en el caso del gel más viscoso la capa densa llegará a la capa ligera con menos energía, penetrará menos y se entremezclará menos, luego la fracción f de capa ligera que interviene en el proceso será menor como se obtiene tras el análisis de los datos experimentales. Por el contrario, el gel menos viscoso al absorber menos momento inicial deja que la capa densa pase con más energía, luego penetra y se entremezcla más, obteniéndose experimentalmente valores de f mayores, cercanos a la unidad. Por tanto, existe una diferenciación clara en el comportamiento en función del gel utilizado.

El proceso de mezcla asociado a la distribución de densidad indiferente se analiza mediante las expresiones correspondientes al caso de la estratificación inestable con capa mezclada homogénea aplicándoles las restricciones derivadas de la neutralidad que se mostrarán a continuación. El motivo es que las medidas experimentales se realizan con el mismo procedimiento utilizado en el caso de la estratificación inestable. En particular, la altura de la capa mezclada se mide con el mismo origen de espacios (figura V.9).

Las condiciones derivadas de la presencia de una distribución de densidad que es neutra son las siguientes:

$$\begin{aligned}\rho_L &= \rho_D \Rightarrow A = 0 \\ \rho_L &= \rho_D \nRightarrow m_L = m_D\end{aligned}\tag{5.82}$$

Adicionalmente, tenemos las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}m_L &= \rho_L S h_L \Rightarrow \rho_L S = \frac{m_L}{h_L} \\ m_D &= \rho_L S h_D = \rho_L S h'_D \Rightarrow m_D = m_L \frac{h_D}{h_L}\end{aligned}\tag{5.83}$$

Las equivalencias del sistema fluido si la distribución inicial de densidad es indiferente quedan en la forma siguiente tras imponer las anteriores condiciones:

$$\begin{aligned}
h_D^* &= 2H_o + h_D' \\
m_D^* &= m_D = m_L \frac{h_D}{h_L} \\
\rho_D^* &= \frac{\rho_L S h_D'}{(2H_o + h_D') S_c}
\end{aligned} \tag{5.84}$$

A continuación, se presentan las expresiones de las variaciones de energía potencial asociadas al proceso sin mezcla y al de mezcla parcial correspondientes al caso de una distribución de densidad que es neutra. Su obtención se realiza sustituyendo los anteriores resultados (5.84) en las expresiones de la energía potencial inicial, final y la de su variación correspondientes al caso de la estratificación inestable.

La energía potencial inicial correspondiente a la situación con una distribución inicial de densidad que es indiferente es:

$$(Ep_o^*)_{NEUTRO} = m_L g \left(\frac{h_L}{2} + \frac{h_D}{h_L} \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \right) + m_G g \left(h_L + \frac{h_G}{2} \right) \tag{5.85}$$

El proceso sin mezcla realizado hipotéticamente bajo las condiciones de una estratificación neutra tiene la siguiente energía potencial final:

$$(Ep_f)_{SIN}^{NEUTRO} = m_L g \left(h_D + \frac{h_L}{2} + \frac{h_D^2}{2h_L} \right) + m_G g \left(h_D + h_L + \frac{h_G}{2} \right) \tag{5.86}$$

Y su correspondiente variación de energía potencial tiene la expresión siguiente:

$$(\Delta Ep)_{SIN}^{NEUTRO} = m_G g h_D + m_L g \frac{h_D}{h_L} \left(\frac{(h_D - h_D^*)}{2} - h_G \right) \tag{5.87}$$

Respecto al proceso de mezcla parcial realizado experimentalmente para una distribución de densidad que es neutra, la energía potencial final correspondiente es:

$$\begin{aligned}
(Ep_f)_{PARCIAL}^{NEUTRO} &= m_G g \left(h_D + h_L + \frac{h_G}{2} \right) + m_L g \left[\frac{(h_D + f h_L)^2}{2h_L} + (1-f) \left(h_D + (1+f) \frac{h_L}{2} \right) \right] \\
&\tag{5.88}
\end{aligned}$$

Y su correspondiente variación de la energía potencial durante el proceso de mezcla parcial es:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{NEUTRO} = m_L g h_D \left(\frac{h_D - h_D^*}{2h_L} - \frac{h_G}{h_L} \right) + m_G g h_D \quad (5.89)$$

de donde se deduce que:

$$\begin{aligned} (\Delta Ep)_{PARCIAL}^{NEUTRO} &= (\Delta Ep)_{SIN}^{NEUTRO} \\ (\Delta W)_{PARCIAL}^{NEUTRO} &= 0 \end{aligned} \quad (5.90)$$

La última expresión implica que la energía suministrada por la cantidad de movimiento inicial de la capa densa situada a una altura H_O es empleada en el cambio de posición de las diferentes masas fluidas presentes en el sistema, pero no en el cambio de sus densidades a través de la mezcla. Por tanto, la fracción de energía utilizada para producir la mezcla entre los fluidos es nula.

La definición general de la eficiencia de mezcla es:

$$\eta_{NEUTRO} = 1 - \frac{(\Delta Ep)_{PARCIAL}^{NEUTRO}}{(\Delta Ep)_{SIN}^{NEUTRO}} \quad (5.91)$$

Sustituyendo las expresiones anteriormente deducidas para las variaciones de la energía potencial del proceso de mezcla parcial (5.89) y del proceso sin mezcla (5.87), se obtiene que la eficiencia de mezcla correspondiente a un proceso de mezcla parcial bajo condición de una distribución de densidad neutra es nula puesto que dichas variaciones son iguales:

$$\eta_{HOMOGÉNEA}^{NEUTRA} = 0 \quad (5.92)$$

resultado que puede interpretarse como que no existe mezcla en el sentido descrito en los apartados V.3 y V.3.3. Por tanto, la eficiencia de mezcla bajo condiciones neutras toma un único valor nulo.

V.4 LA ADIMENSIONALIZACIÓN DE LOS PARÁMETROS EXPERIMENTALES

La comparación de la evolución de diferentes experimentos con distintas condiciones iniciales sólo es posible si se realiza una adimensionalización de las magnitudes físicas implicadas en los mismos. Esta adimensionalización, a veces, se acompaña de una normalización.

La adimensionalización es un procedimiento mediante el cual una magnitud física deja de tener dimensiones. La razón física en la que se fundamenta la realización de una adimensionalización es que las leyes físicas son dimensionalmente homogéneas lo que permite expresarlas en forma adimensional tras escalar las magnitudes en ellas involucradas por las escalas convenientes. La normalización es un procedimiento matemático que permite que los valores de una magnitud oscilen entre 0 y 1. El proceso de normalización no implica necesariamente una adimensionalización. Sin embargo, la adimensionalización puede dar lugar a una magnitud adimensional y, además, normalizada.

Existen diversos motivos por los que resulta necesario trabajar con parámetros adimensionales y no con magnitudes dimensionales. El proceso de adimensionalización representa una simplificación notable en el análisis matemático del fenómeno físico al reducir el número de variables que intervienen en el mismo. Por otra parte, los parámetros adimensionales son independientes del sistema de unidades utilizado, lo que facilita la comparación entre resultados de distinto origen. Otro motivo a destacar es el amplio rango de valores que las magnitudes físicas, como la energía potencial, la altura o el tiempo, presentan en los diferentes experimentos. Por ejemplo, en el caso particular del presente trabajo si se usan los valores absolutos de una magnitud cuando la inestabilidad inicial sea grande la energía potencial o su variación será mayor que para aquellos experimentos con inestabilidades iniciales menores porque tanto la energía potencial como su variación son proporcionales a la diferencia de densidad existente inicial y finalmente entre los fluidos que constituyen el sistema fluido y que se mezclan. Por tanto, la adimensionalización de las magnitudes físicas relevantes en un fenómeno físico permite obtener unos comportamientos más nítidos de forma que la comparación de

los mismos será más fácil y eficaz de realizar, siendo éste un motivo fundamental para el uso de esta técnica.

Por todo ello, el uso de parámetros adimensionales está muy extendido en la mecánica de fluidos, siendo utilizados tanto en los trabajos experimentales como en estudios teóricos cuyo objetivo es la descripción, comprensión y parametrización de los fenómenos fluidos, en particular de la turbulencia fluida.

Los parámetros adimensionales pueden agruparse en dos grupos. En el primero están aquellos parámetros que por su definición física o matemática son directamente adimensionales y no requieren ningún tipo de manipulación posterior. Este es el caso de los parámetros adimensionales propios de la mecánica de fluidos como el número de Reynolds, el número de Grashoff o el número de Atwood. Además, en este grupo se incluyen otras magnitudes también son por definición adimensionales, pero que no son parámetros estándar de la mecánica de fluidos, como, por ejemplo, la eficiencia de mezcla. En el segundo grupo se encuentran aquellos parámetros procedentes de la adimensionalización de magnitudes físicas con dimensiones. Este es el caso de las alturas (por ejemplo, la altura de la capa mezclada), el tiempo o la energía potencial.

Expuestos los motivos por los que es importante el uso de parámetros adimensionales directos y la adimensionalización de las magnitudes físicas implicadas en la descripción del fenómeno físico que se desarrolla en los experimentos, pasamos a describir la adimensionalización de aquellas magnitudes concretas que lo requieren.

La altura de las diversas capas fluidas presentes tanto en el estado inicial como en el final del sistema fluido es una magnitud física medida directamente, luego con dimensiones. Las alturas de las capas ligera, densa, el estrato de gel, la altura H_O de la capa densa respecto del gel o la altura h'_L de la capa ligera no mezclada no es necesario utilizarlas en forma adimensional. Sin embargo, la altura de la capa mezclada h_M sí es preciso adimensionalizarla dado su significado físico. Esta altura es proporcional al volumen del fluido mezclado, es decir, representa la fracción del volumen fluido total (el volumen de la capa densa más el de la ligera) que se ha mezclado. Este volumen de fluido mezclado diferirá notablemente de unos experimentos a otros, es decir, aquellos experimentos que generen una gran mezcla tendrán asociada una altura h_M grande frente a otras pruebas experimentales en las

que la mezcla sea menor, luego h_M también. Por todo ello, la comparación de los resultados obtenidos en experimentos con distinta evolución será más fácil si se realiza previamente una adimensionalización de la mencionada altura.

La adimensionalización de la altura de la capa mezclada h_M se realiza dividiendo esta magnitud entre la suma de las alturas de la capas ligera h_L y densa h'_D , que puede considerarse como la altura total del sistema fluido miscible (sin incluir el gel CMC que no sufre ningún proceso de mezcla). Por tanto, la altura adimensional de la capa mezclada resulta ser:

$$h_M^* = \frac{h_M}{(h_L + h'_D)} \quad (5.93)$$

La densidad de las diferentes capas fluidas constituyentes del sistema fluido se determina indirectamente a partir de la salinidad de las mismas, que es la magnitud que se mide experimentalmente. Una posible adimensionalización de la densidad podría venir dada por el cociente de la densidad de la capa ligera y la de la capa densa. Sin embargo, desde el punto de vista físico, es preferible utilizar como adimensionalización la diferencia entre dichas densidades dividida entre su suma, es decir, el número de Atwood A . El motivo es que este parámetro adimensional representa la flotabilidad inicial del sistema fluido (apartado V.2.1). Además, la elección de esta adimensionalización para la densidad hace que el parámetro resultante esté normalizado, es decir, siempre tomará valores entre 0 y 1 para los experimentos realizados con una distribución inicial de densidad que sea inestable.

La eficiencia de mezcla η es un parámetro adimensional en virtud de su definición física (apartados V.3). Esta magnitud representa la fracción de la energía de que dispone el sistema fluido que se utiliza para realizar la mezcla turbulenta y se expresa mediante un cociente de variaciones de energía potencial.. Por tanto, este parámetro no necesita ser adimensionalizado. Además, por su definición, está normalizado porque siempre toma valores entre 0 y 1.

La adimensionalización del tiempo se obtiene dividiéndolo entre un tiempo de referencia τ . Existen varias escalas temporales que pueden utilizarse para tal fin.

Una posible escala de tiempo τ_{FRENTE} es el tiempo promedio que el frente convectivo de los penachos turbulentos tarda en descender hasta el fondo de la cubeta experimental que viene dado por la siguiente expresión:

$$\tau_{FRENTE} = \sqrt{\frac{h_L}{2gA}} \quad (5.94)$$

donde h_L es la altura inicial de la capa ligera y A es el número de Atwood.

Otra escala temporal es τ_{GEL} que representa el tiempo de penetración de la capa densa a través del estrato de gel CMC o tiempo característico de ruptura de la capa de gel cuya expresión se obtiene mediante análisis dimensional (Redondo, comunicación privada):

$$\tau_{GEL} = \left(\frac{\nu_G}{(g')^2} \right)^{1/3} \quad (5.95)$$

donde ν_G es la viscosidad cinemática del gel CMC y g' es la gravedad reducida.

La cuarta escala de tiempo está en relación con la frecuencia de Brunt-Väisälä N cuya expresión es la siguiente:

$$N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{1/2} \approx \sqrt{\frac{g}{\bar{\rho}} \frac{\Delta \rho_{MÁXIMA}}{d_s}} \quad (5.96)$$

donde $\Delta \rho_{MÁXIMA}$ es la diferencia máxima de densidad existente entre dos sondas de conductividad contiguas y d_s es la distancia vertical de separación entre las mencionadas sondas. Esta escala comienza a tener importancia entre la mitad y el final del proceso de mezcla.

La adimensionalización del tiempo puede realizarse dividiéndolo entre cualquiera de las escalas temporales anteriores. En concreto, si se elige como tiempo de referencia la escala τ_{Frente} la adimensionalización del tiempo se realiza mediante la siguiente expresión:

$$t^* = \frac{t}{\tau_{Frente}} \quad (5.97)$$

donde t es el tiempo transcurrido entre el instante inicial $t=0$ y el instante intermedio seleccionado. Físicamente este parámetro adimensional representa la fracción del tiempo que ha transcurrido hasta el instante t . Dada esta adimensionalización para $t=0$ se tiene que $t^*=0$ y para $t=\tau_{Frente}$ se obtiene $t^*=1$ para los diferentes grados de inestabilidad inicial¹.

¹ El grado de inestabilidad inicial es la diferencia de densidad que existe inicialmente entre los fluidos del sistema fluido cuya disposición es tal que el más denso se sitúa por encima del más ligero. Este grado de inestabilidad inicial se puede representar por el número de Atwood A .

APÉNDICE V.1. ANÁLISIS DEL PROCESO SIN MEZCLA

El proceso sin mezcla se caracteriza por la ausencia de mezcla entre los fluidos, de forma tal que en el estado final dichos fluidos han intercambiado sus posiciones sin mezclarse como muestra la figura V.13. Este proceso sin mezcla no es un proceso ideal en sí mismo puesto que es posible realizarlo en la práctica experimental mediante la utilización de fluidos inmiscibles. Sin embargo, de cara al proceso de mezcla parcial se considera como una situación límite.

Dado que las condiciones experimentales iniciales no se modifican respecto del proceso de mezcla parcial, entonces las equivalencias asociadas al sistema fluido son las mismas. Por tanto, la energía potencial inicial es:

$$Ep_o^* = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{h_G}{2} \right) + m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.98)$$

Según la figura V.13 la energía potencial final correspondiente al proceso sin mezcla expresada en función de las diferentes masas fluidas es:

$$(Ep_f)_{SIN} = m_D g \frac{h_D}{2} + m_L g \left(h_D + \frac{h_L}{2} \right) + m_G g \left(h_D + h_L + \frac{h_G}{2} \right) \quad (5.99)$$

Por tanto, la variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla es:

$$(\Delta Ep)_{SIN} = g h_D (m_L + m_G) + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.100)$$

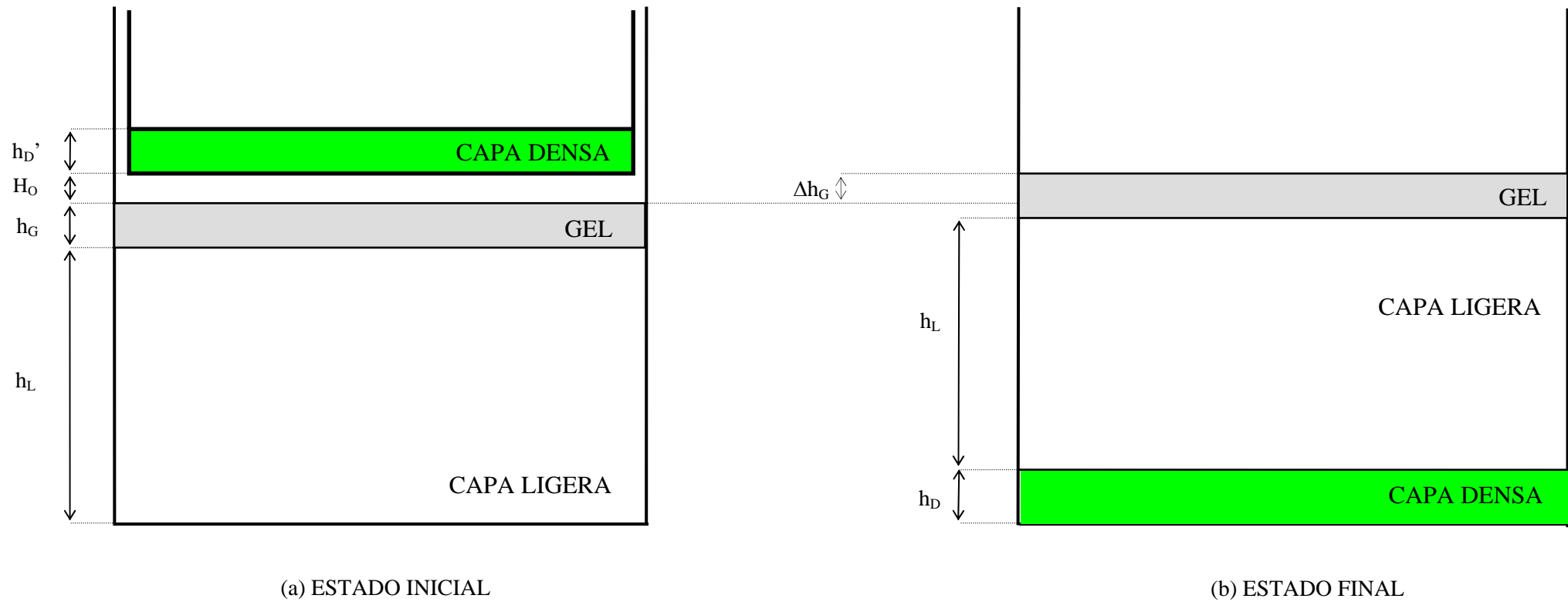


Figura V.13. Representación esquemática de las condiciones experimentales de un proceso sin mezcla. (a) Estado inicial del sistema fluido experimental. (b) Estado final al que llega el sistema fluido después del proceso sin mezcla. Notación: h_L , altura inicial de la capa ligera; h_D' , espesor inicial de la capa densa contenida en el sistema de cajas móviles; h_D , espesor de la capa densa contenida en la cubeta experimental; h_G , espesor del estrato de gel CMC; H_o , altura inicial de la capa densa respecto del estrato de gel; Δh_G , elevación de la capa de gel respecto de su situación inicial.

APÉNDICE V.2. ANÁLISIS DEL PROCESO DE MEZCLA COMPLETA

El proceso de mezcla total se caracteriza porque la mezcla entre los fluidos es completa, es decir, todo el fluido denso se mezcla con todo el ligero, luego la fracción de fluido ligero que interviene en el proceso de mezcla es $f=1$. Por ello, en el estado final correspondiente aparece una única capa mezclada homogénea, según se muestra en la figura V.14. Respecto del proceso de mezcla parcial se considera como un proceso ideal que no es posible de obtener en la práctica experimental. Por tanto, se trata de otra situación límite junto con la representada por el proceso sin mezcla.

Dado que las condiciones experimentales iniciales no se modifican respecto del proceso de mezcla parcial, entonces las equivalencias asociadas al sistema fluido son las mismas. Por tanto, la energía potencial inicial es:

$$Ep_o^* = m_L g \frac{h_L}{2} + m_G g \left(h_L + \frac{h_G}{2} \right) + m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.101)$$

Según la figura V.14 la energía potencial final correspondiente al proceso con mezcla completa expresada en función de las diferentes masas fluidas es:

$$(Ep_f)_{TOTAL} = m_M g \frac{(h_M)_{MAX}}{2} + m_G g \left((h_M)_{MAX} + \frac{h_G}{2} \right) \quad (5.102)$$

Según la expresión (5.26) y dado que $f=1$ se deduce que:

$$(h_M)_{MAX} = h_L + h_D \quad (5.103)$$

Es decir, la altura máxima que puede alcanzar la capa mezclada es la altura que alcanza en el proceso de mezcla completa no es un dato medido experimentalmente, sino que se obtiene en función de otras magnitudes como se muestra en la anterior expresión.

Por otra parte, dado que la mezcla entre el fluido denso y el ligero es completa, eso implica, según el principio de conservación de la masa, que la masa mezclada será:

$$m_M = m_L + m_D \quad (5.104)$$

donde

$$\begin{aligned} m_M &= \rho_M S (h_M)_{MAX} \\ m_D &= \rho_D S h_D \\ m_L &= \rho_L S h_L \end{aligned} \quad (5.105)$$

habiendo supuesto que la capa mezclada es homogénea, es decir, su densidad ρ_M es constante y podría obtenerse teóricamente a partir de la siguiente relación:

$$\rho_M = \frac{\rho_D(V_o)_D + \rho_L(V_o)_L}{(V_o)_D + (V_o)_L} \quad (5.106)$$

Sustituyendo las anteriores relaciones en la expresión (5.102), se tiene que la energía potencial final es:

$$(Ep_f)_{TOTAL} = (m_L + m_D)g \frac{(h_L + h_D)}{2} + m_G g \left(h_L + h_D + \frac{h_G}{2} \right) \quad (5.107)$$

Finalmente, la variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla completa es:

$$(\Delta Ep)_{TOTAL} = h_D g (m_L + m_G) + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) + \frac{1}{2} g (m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.108)$$

Si comparamos la expresión (5.108) con la correspondiente al proceso sin mezcla, se observa que los tres primeros sumandos coinciden con la variación de la energía potencial en dicho proceso sin mezcla. Este resultado nos permite escribir la expresión (5.108) en la forma siguiente:

$$(\Delta Ep)_{TOTAL} = (\Delta Ep)_{SIN} + \frac{g}{2} (m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.109)$$

donde el último sumando representa la energía utilizada para realizar la mezcla completa entre los fluidos, es decir,

$$(\Delta W)_{TOTAL} = \frac{g}{2} (m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.110)$$

Por otra parte, recordando que la energía utilizada para mezclar los fluidos en el proceso de mezcla parcial es:

$$(\Delta W)_{PARCIAL} = \frac{fg}{2} (m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.111)$$

Comparando las dos últimas expresiones (5.110) y (5.111), observamos que la última coincide con la anterior si consideramos que $f=1$, como se ha supuesto para el proceso de mezcla completa. Si el proceso es de mezcla parcial entonces se verifica que $f<1$.

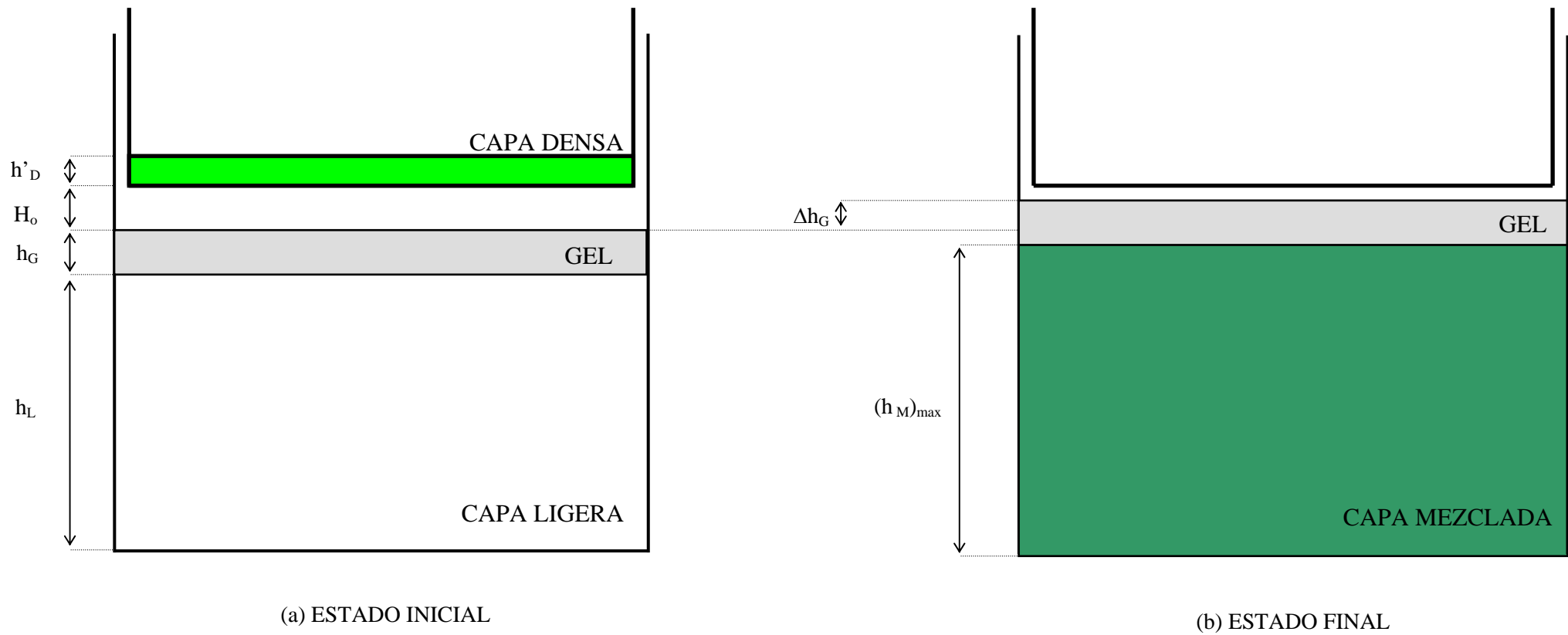


Figura V.14. Representación esquemática de las condiciones experimentales de un proceso con mezcla completa. (a) Estado inicial del sistema fluido experimental. (b) Estado final al que llega el sistema fluido después de un proceso con mezcla completa entre la capa ligera y la capa densa. Notación: h_L , altura inicial de la capa ligera; h'_D , espesor inicial de la capa densa; h_G , espesor del estrato de gel CMC; $(h_M)_{max}$, espesor de la capa mezclada; H_o , altura inicial del sistema de cajas móviles respecto del estrato de gel; Δh_G , elevación de la capa de gel respecto de su situación inicial.

APÉNDICE V.3. COMPARACIÓN DE LOS TRES PROCESOS DE MEZCLA

1º COMPARACIÓN ENTRE EL PROCESO SIN MEZCLA Y EL PROCESO DE MEZCLA TOTAL

La variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla es, según el Apéndice V.1, la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{\text{SIN}} = gh_D(m_L + m_G) + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.112)$$

La variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla total es, según el Apéndice V.2, la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{\text{TOTAL}} = h_D g(m_L + m_G) + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) + \frac{1}{2} g(m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.113)$$

Comparando ambas expresiones, se deduce que la última puede expresarse en la forma siguiente:

$$(\Delta Ep)_{\text{TOTAL}} = (\Delta Ep)_{\text{SIN}} + \frac{g}{2}(m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.114)$$

$\xrightarrow{(\Delta W)_{\text{TOTAL}}}$

El objetivo es averiguar si la variación de la energía potencial en el proceso sin mezcla es mayor o menor que la correspondiente al proceso con mezcla total, considerando que ambas variaciones son negativas. Esto implica estudiar si el signo de $(\Delta W)_{\text{TOTAL}}$ es positivo o negativo. La expresión de $(\Delta W)_{\text{TOTAL}}$ es:

$$(\Delta W)_{\text{TOTAL}} = \frac{g}{2}(m_D h_L - m_L h_D) = \frac{g}{2} Sh_L h_D (\rho_D - \rho_L) > 0 \quad \text{dado que } \rho_D > \rho_L \quad (5.115)$$

donde se han hecho las siguientes sustituciones:

$$m_L = \rho_L Sh_L \quad m_D = \rho_D Sh_D \quad (5.116)$$

Por tanto, se obtiene que $(\Delta W)_{TOTAL} > 0$ y dado que, por las condiciones del sistema fluido experimental, se verifica que $|\Delta W|_{TOTAL} < |\Delta Ep|_{SIN}$ entonces se deduce que se verifica la siguiente condición en módulo:

$$|(\Delta Ep)_{SIN}| > |(\Delta Ep)_{TOTAL}| \quad (5.117)$$

recordando que ambas variaciones de energía potencial son negativas. Por tanto, el valor absoluto de la variación de la energía potencial del proceso sin mezcla es mayor que el correspondiente al proceso con mezcla total, lo que significa que el proceso sin mezcla suministra una mayor cantidad de energía.

2° COMPARACIÓN ENTRE EL PROCESO SIN MEZCLA Y EL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL

La variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla es, según el Apéndice V.1, la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{SIN} = gh_D(m_L + m_G) + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) \quad (5.118)$$

La variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla parcial bajo condiciones inestables es, según el apartado V.3.3, la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL} = h_D g(m_L + m_G) + m_D g \frac{h_D}{2} - m_D^* g \left(h_L + h_G + \frac{h_D^*}{2} \right) + \frac{f}{2} g(m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.119)$$

Comparando ambas expresiones, se deduce que la última puede expresarse en la forma siguiente:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL} = (\Delta Ep)_{SIN} + \frac{f}{2} g(m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.120)$$

$\xrightarrow{(\Delta W)_{PARCIAL}}$

Por tanto, para averiguar si la variación de la energía potencial en el proceso de mezcla parcial es mayor o menor que la correspondiente al proceso sin mezcla tan solo es preciso averiguar el signo de $(\Delta W)_{PARCIAL}$, considerando que ambas variaciones de la energía potencial son negativas.

La expresión de $(\Delta W)_{PARCIAL}$ puede escribirse de dos formas distintas:

$$(\Delta W)_{PARCIAL} = \frac{fg}{2} (m_D h_L - m_L h_D) = gSh_D \frac{\Delta h_L}{2} (\rho_D - \rho_L) \quad (5.121)$$

donde se ha hecho uso de las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} m_D &= \rho_D S h_D = \rho_D S_C h'_D \\ m_L &= \rho_L S h_L \\ \Delta h_L &= h_L - h'_L \\ f h_L &= \Delta h_L \end{aligned} \quad (5.122)$$

Considerando la segunda forma se tiene que:

$$g S h_D \frac{\Delta h_L}{2} (\rho_D - \rho_L) > 0$$

dado que:

$$\begin{aligned} g S h_D \frac{\Delta h_L}{2} &> 0 \\ \rho_D > \rho_L &\Rightarrow (\rho_D - \rho_L) > 0 \end{aligned} \quad (5.123)$$

para los procesos de mezcla realizados con una distribución inicial de densidad que sea inestable. Por tanto, se obtiene que $(\Delta W)_{PARCIAL} > 0$ y dado que, por las condiciones del sistema fluido experimental, se verifica que $|\Delta W|_{PARCIAL} < |\Delta Ep|_{SIN}$ entonces se deduce que se verifica la siguiente condición en módulo:

$$|(\Delta Ep)_{PARCIAL}| < |(\Delta Ep)_{SIN}| \quad (5.124)$$

donde tanto la variación de la energía potencial correspondiente al proceso sin mezcla como la del proceso de mezcla parcial son negativas. Por tanto, el valor absoluto de la variación de la energía potencial del proceso sin mezcla es mayor que el correspondiente al proceso de mezcla parcial, lo que significa que el proceso sin mezcla suministra una mayor cantidad de energía.

3° COMPARACIÓN ENTRE EL PROCESO DE MEZCLA TOTAL Y EL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL

La variación de la energía potencial correspondiente al proceso de mezcla parcial bajo condiciones inestables es, según el apartado V.3.3, la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{PARCIAL} = (\Delta Ep)_{SIN} + \frac{f}{2} g (m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.125)$$

$\xrightarrow{(\Delta W)_{PARCIAL}}$

La variación de la energía potencial correspondiente al proceso con mezcla total es, según el Apéndice V.2, la siguiente:

$$(\Delta Ep)_{TOTAL} = (\Delta Ep)_{SIN} + \frac{g}{2}(m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.126)$$

$\xrightarrow{(\Delta W)_{TOTAL}}$

Por tanto, para averiguar si la variación de la energía potencial en el proceso de mezcla parcial es mayor o menor que la correspondiente al proceso con mezcla total, es preciso analizar cuál de los dos términos, $(\Delta W)_{TOTAL}$ y $(\Delta W)_{PARCIAL}$, es mayor. Teniendo en consideración que $0 < f < 1$ y que $(m_D h_L - m_L h_D) > 0$ se concluye que:

$$\frac{1}{2}g(m_D h_L - m_L h_D) > \frac{f}{2}g(m_D h_L - m_L h_D) \quad (5.127)$$

es decir,

$$(\Delta W)_{TOTAL} > (\Delta W)_{PARCIAL} \quad (5.128)$$

donde ambas magnitudes son positivas y, por las condiciones del sistema fluido experimental, además se verifica que $|\Delta W|_{PARCIAL} < |\Delta Ep|_{SIN}$ y $|\Delta W|_{TOTAL} < |\Delta Ep|_{SIN}$. Por tanto, se concluye que se verifica la siguiente condición en módulo:

$$|(\Delta Ep)_{TOTAL}| < |(\Delta Ep)_{PARCIAL}| \quad (5.129)$$

Por tanto, el valor absoluto de la variación de la energía potencial del proceso de mezcla parcial es mayor que la correspondiente al proceso con mezcla total.

Finalmente, se concluye que el proceso sin mezcla es el que suministra teóricamente la mayor cantidad de energía al sistema fluido porque su variación de energía potencial en valor absoluto es mayor que la que tiene lugar durante el proceso de mezcla parcial y también que la correspondiente al proceso de mezcla total.

CAPÍTULO VI

ANÁLISIS DE LOS PROCESOS DE MEZCLA PARCIAL BAJO CONDICIONES INESTABLES

VI.1 EL ANÁLISIS GLOBAL DE LOS EXPERIMENTOS CORRESPONDIENTES A UNA DISTRIBUCIÓN INESTABLE DE DENSIDAD

El análisis global del proceso de mezcla parcial se caracteriza por considerar exclusivamente las características del estado inicial del que parte el sistema fluido experimental y del estado final al que llega (figura V.3). Por tanto, en este tipo de estudio no se tiene en cuenta la evolución temporal de la mezcla ni los fenómenos ni características de los estados intermedios. Las magnitudes representantes del análisis global son la altura de la capa mezclada h_M y la eficiencia de mezcla η .

El presente apartado analiza cuantitativamente el comportamiento global de estas magnitudes físicas, que se han descrito en los apartados V.2.2, V.3 y V.3.3. Se muestran las relaciones existentes entre estos parámetros, que representan la evolución de las magnitudes asociadas al proceso de mezcla, en función de parámetros relacionados con la flotabilidad inicial. Por ello, se estudia la relación empírica de la altura de la capa mezclada h_M y de la eficiencia de mezcla η en función del número de Atwood. Adicionalmente, se analizan las relaciones mutuas existentes entre la eficiencia y la altura de la capa mezclada.

Una parte de los resultados cuantitativos que se presentan están basados en el registro de los datos experimentales de potencial mediante el conductivímetro multicanal y el convertidor analógico-digital como es el caso de la densidad (apartado III.3.2).

Respecto a estas magnitudes hay que puntualizar que el número de Atwood se obtiene en base a las características iniciales presentes en el sistema fluido experimental antes del inicio del proceso de mezcla. La eficiencia de mezcla η se calcula mediante las ecuaciones (5.37) si la capa mezclada es homogénea y (5.59) si la capa mezclada es estratificada para el caso inestable, y la altura de la capa mezclada h_M es una medida experimental.

Los experimentos se han realizado siempre bajo las mismas condiciones de contorno. Respecto a las condiciones experimentales iniciales han sido modificadas de la siguiente forma. Se han realizado experimentos con 3 estratificaciones distintas: inestable, estable e indiferente. No obstante, el 90% de las pruebas experimentales se han realizado bajo la condición de una distribución de densidad que es inestable. Los

experimentos con una estratificación inicial inestable modifican sus condiciones experimentales variando el gel CMC utilizado y la densidad de la capa densa. De hecho, se han usado 2 geles con distinta densidad y viscosidad, y 10 disoluciones densas diferentes lo que implica 10 valores del número de Atwood. Se obtienen así distintas condiciones iniciales de flotabilidad o distintos grados de inestabilidad inicial. Adicionalmente y con el objetivo de controlar la variabilidad propia de todo experimento, se realizaron entre 5 y 10 repeticiones bajo las mismas condiciones experimentales (iniciales y de contorno) para cada proceso de mezcla diferente.

VI.2 COMPORTAMIENTO DE LA ALTURA DE LA CAPA MEZCLADA

El estado final al que llega el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta se caracteriza por la presencia de una estratificación estable que aparece porque la capa mezclada está separada de la capa ligera no mezclada por una interfase de densidad que es estable (figura V.3). La altura de la capa mezclada h_M es una de las principales características de este estado final porque representa la altura final a la que se sitúa la interfase estable de densidad que delimita superiormente la capa mezclada y, por tanto, es una medida indirecta del grado de mezcla. De hecho, esta altura es proporcional al volumen del fluido mezclado, es decir, representa indirectamente la fracción del volumen fluido total que se ha mezclado. Finalmente, la altura de la capa mezclada h_M es una magnitud que se mide directamente para cada prueba experimental.

Según se ha descrito en el apartado V.4, para analizar la altura de la capa mezclada h_M es necesario adimensionalizarla para obtener relaciones entre parámetros adimensionales y comportamientos más nítidos. La adimensionalización de la altura de la capa mezclada h_M se realiza dividiéndola entre una altura de referencia o escala longitudinal que es la suma de las alturas de la capas ligera h_L y densa h'_D , es decir, la altura total del sistema fluido miscible, según expresa la ecuación (5.93) que representa la altura adimensional de la capa mezclada. De esta forma, el rango de valores de la altura de la capa mezclada queda automáticamente normalizado y varía entre 0 y 1.

El proceso de mezcla está influido por dos factores. El primero de ellos es la flotabilidad inicial del sistema fluido que se representa por el número de Atwood A . El segundo es la viscosidad del gel CMC que se representa por la propia viscosidad μ_G y que también podría representarse por un número adimensional asociado. La influencia de estos dos factores obliga a analizar el comportamiento de la altura de la capa mezclada h_M en función del número de Atwood A y de la viscosidad del gel.

Cualitativamente, la altura de la capa mezclada h_M debería aumentar conforme el número de Atwood A es mayor. La explicación física se basa en que el aumento del número de Atwood A implica que el efecto de la flotabilidad inicial es

mayor. Entonces, el fluido de la capa densa tendrá una aceleración convectiva relativa mayor y la turbulencia será de mayor intensidad. Por ello, la mezcla debería ser mayor y el volumen mezclado también, luego la capa mezclada ha de tener mayor altura. La figura VI.1 muestra claramente este comportamiento de crecimiento de la altura adimensional h_M^* en función del número de Atwood

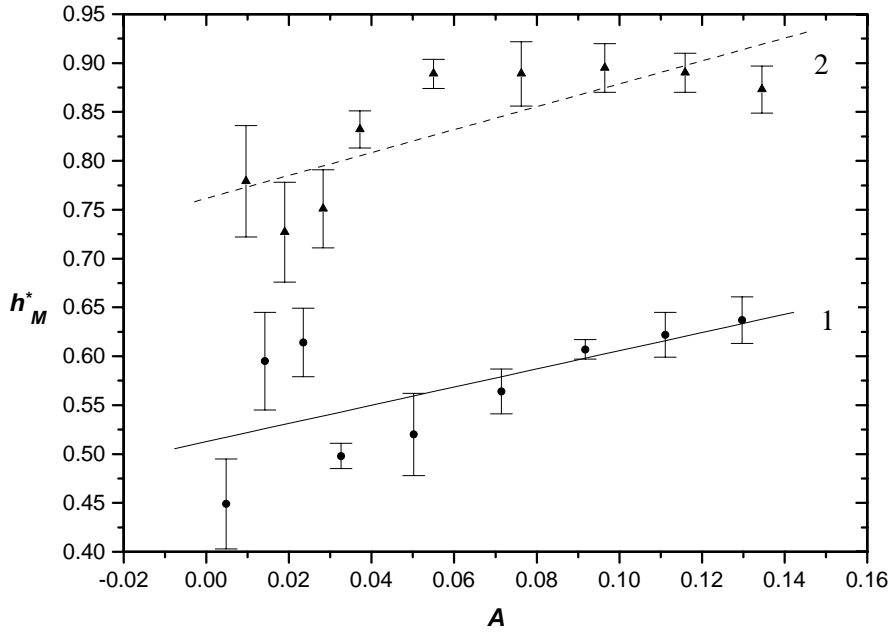


Figura VI.1. Evolución de la altura adimensional de la capa mezclada h_M^* en función del número de Atwood A para los experimentos realizados con el gel CMC más viscoso (Curva 1, ●), y con el gel menos viscoso (Curva 2, ▲). La figura muestra además los ajustes lineales realizados.

La figura VI.1 muestra también el efecto de la viscosidad del gel CMC utilizado. Para las pruebas experimentales realizadas con el gel menos viscoso la altura h_M es siempre mayor que la correspondiente a los experimentos hechos con el más viscoso. Por tanto, la altura de la capa mezclada h_M aumenta al utilizarse un gel menos viscoso. Una razón que explica este comportamiento es el mayor número de penachos turbulentos que aparecen cuando la viscosidad del gel se reduce, es decir, el estrato de gel es penetrado por un mayor número de *chorros* de fluido denso que generarán posteriormente los penachos. De esta forma se favorece el proceso de mezcla, luego la aparición de una capa mezclada de mayor altura como corrobora la figura VI.1. Otra razón es el incremento de la velocidad descendente de los penachos

turbulentos que genera una mayor cizalla en sus contornos lo que favorece la mezcla y, por tanto, aumenta la altura de la capa mezclada.

Este comportamiento también podría analizarse más detenidamente mediante la representación de la altura h_M en función de la viscosidad del gel CMC o de un parámetro adimensional asociado, debiendo observarse con nitidez que cuando el gel es menos viscoso la altura h_M aumenta.

Respecto al número adimensional G que podría asociarse al efecto de la viscosidad del gel, podría plantearse como un cociente entre dos escalas temporales características del sistema fluido experimental según la siguiente expresión (Redondo, comunicación privada):

$$G = \frac{\tau_G}{\tau} \quad (6.1)$$

donde τ_G es el tiempo que tarda la capa densa en atravesar el estrato de gel CMC y τ es el tiempo que el frente convectivo de un penacho tarda en descender hasta el fondo de la cubeta experimental. La escala temporal τ , dado su significado físico, se define mediante la siguiente expresión:

$$\tau = \sqrt{\frac{h_L}{2gA}} \quad (6.2)$$

donde h_L es el espesor de la denominada capa ligera en la que se desarrollan los penachos turbulentos, g es la aceleración de la gravedad y A es el número de Atwood. Respecto a la escala temporal τ_G , que es el tiempo característico de la ruptura del gel, su definición se deduce a través del análisis de dimensiones resultando la siguiente expresión:

$$\tau_G = \left(\frac{\nu_G}{(g')^2} \right)^{1/3} \quad (6.3)$$

donde ν_G es la viscosidad cinemática del gel y g' es la gravedad reducida.

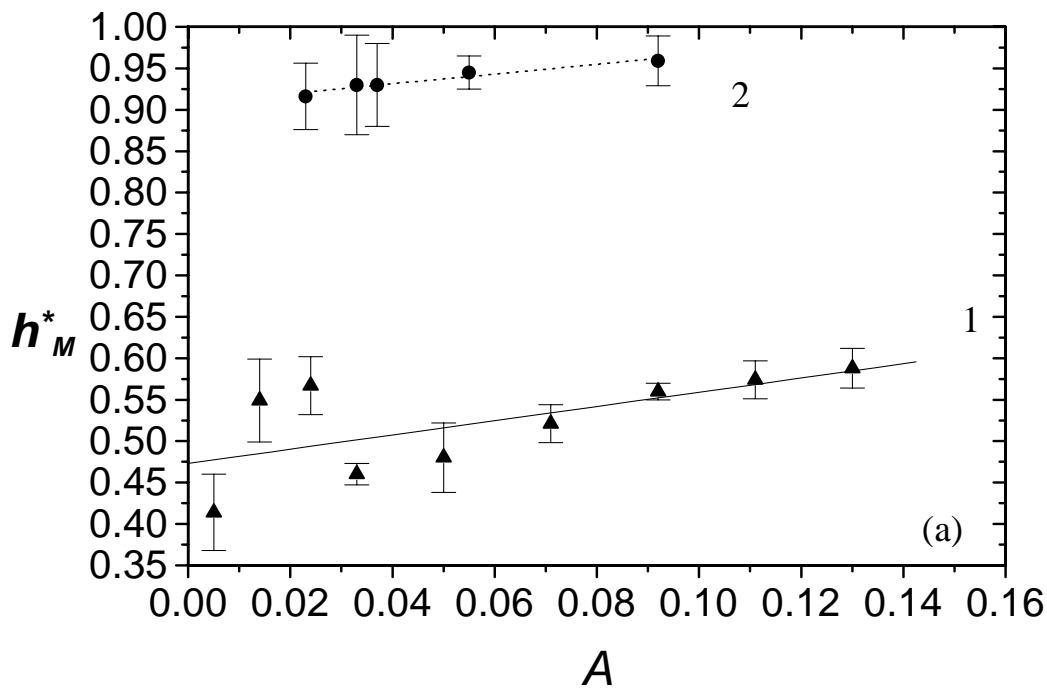
Por tanto, el número adimensional G tendrá la siguiente expresión:

$$G = \left(\frac{\nu_G^2}{2gAh_L^3} \right)^{1/6} \quad (6.4)$$

La potencia sexta del número adimensional G proporciona otro parámetro adimensional que es proporcional al inverso del número de Grashof.

Puesto que los experimentos de mezcla turbulenta se han realizado tan solo con dos geles de diferentes viscosidad, no se considera oportuno realizar una nueva representación gráfica con tan sólo dos valores. Por tanto, se concluye que la figura VI.1 representa adecuadamente el comportamiento en función de la viscosidad dinámica del gel CMC, μ_G .

A partir del comportamiento de la figura VI.1 se deduce que el estrato de gel CMC consume cierta cantidad de energía procedente del flujo descendente de la capa densa. Esta energía consumida se emplea en realizar un trabajo en contra de la tensión viscosa del gel y en deformar el estrato de gel CMC. Como se describe en el apartado V.3.4, para determinar experimentalmente el efecto que la presencia del gel tiene se realizaron experimentos bajo las mismas condiciones experimentales iniciales de la figura III.23 pero sin el estrato de gel CMC. De nuevo, la altura de la capa mezclada se mide experimentalmente y, como era de esperar, se obtiene que es siempre mayor respecto de los experimentos que incluyen la capa de gel como se muestra la figura VI.2.



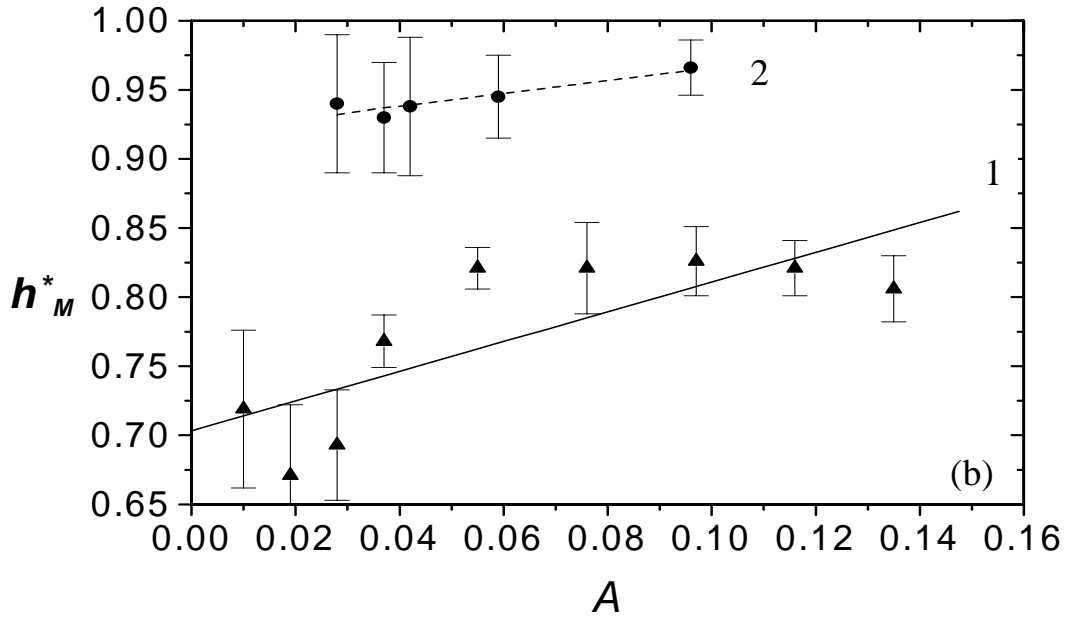


Figura VI.2. Comportamiento de la altura adimensional de la capa mezclada h_M^* en función del número de Atwood A . (a) La curva 1 corresponde a experimentos realizados con el gel más viscoso y la curva 2 a experimentos hechos sin el estrato de gel. (b) La curva 1 corresponde a experimentos realizados con el gel menos viscoso y la curva 2 a experimentos hechos sin el estrato de gel.

La altura de la capa mezclada disminuye en un 18% para los experimentos realizados con el gel menos viscoso y en un 44% para los realizados con el gel más viscoso si la comparamos con los valores obtenidos en los experimentos realizados sin gel. Este resultado está de acuerdo con la idea de que el gel absorbe una parte de la energía.

El análisis cuantitativo de los comportamientos anteriormente mostrados para la altura adimensional de la capa mezclada h_M^* se muestra a continuación. El objetivo es obtener ajustes empíricos entre esta magnitud física y los parámetros adimensionales como el número de Atwood. En concreto, se elige un ajuste lineal porque representa adecuadamente la tendencia de crecimiento global de esta altura con el número de Atwood. Las figuras VI.1 y VI.2 muestran los ajustes empíricos realizados con los datos experimentales de la altura adimensional de la capa mezclada h_M^* . Las expresiones de los ajustes de la figuras VI.1 son:

$$\begin{aligned}\left(h_M^*\right)_1 &= 0.90A + 0.50 \\ \left(h_M^*\right)_2 &= 1.10A + 0.70\end{aligned}\tag{6.5}$$

donde el subíndice 1 hace referencia al gel más viscoso y el 2 al menos viscoso. El primer ajuste tienen un nivel de confianza del 90% mientras que el segundo del 95%. Estos niveles de confianza han sido deducidos a partir de los coeficientes de regresión que son $r_1=0.64$ y $r_2=0.80$.

VI.3 COMPORTAMIENTO DE LA EFICIENCIA DE MEZCLA

La capa densa y la capa ligera no se mezclan completamente como se ha descrito en el apartado IV.1. Esto implica que el proceso de mezcla es sólo parcial siendo caracterizado por su eficiencia de mezcla η . La importancia del estudio de la eficiencia de mezcla η reside en su significado físico (apartados V.3 y V.3.3). Este parámetro tiene un significado energético al representar aquella fracción de la energía disponible que es empleada para producir mezcla entre los fluidos constituyentes del sistema fluido.

La eficiencia de mezcla se obtiene a partir de la variación de la energía potencial que tiene lugar durante el proceso de mezcla. Este cambio de la energía potencial se deduce a través de la comparación de los perfiles de densidad correspondientes al estado inicial y final del sistema fluido. Estos perfiles de densidad se miden experimentalmente. La eficiencia de mezcla η se obtiene mediante las expresiones (5.36) si la capa mezclada es homogénea y (5.58) si la capa mezclada es estratificada, y siempre a partir de las características experimentales del sistema fluido en el caso de una distribución de densidad que sea inestable, que es el que se considera en este apartado.

El proceso de mezcla turbulenta, y, por tanto la eficiencia de mezcla η , está influido por el efecto de la flotabilidad inicial del sistema fluido y por la presencia del estrato de gel CMC. El efecto de la flotabilidad viene representado por el número de Atwood A , mientras que el del gel se representa por la propia viscosidad del gel μ_G . Por estos motivos el comportamiento de la eficiencia de mezcla η se estudia en función de estos dos efectos o de sus correspondientes parámetros adimensionales.

La eficiencia de mezcla η se analiza bajo dos hipótesis en la estratificación de la capa mezclada, que sea homogénea o que esté estratificada establemente con dos capas.

La capa mezclada resultante del proceso de mezcla real está estratificada establemente, como se ha demostrado experimentalmente. Las medidas realizadas permiten suponer que la capa mezclada está constituida por dos capas fluidas. Esta hipótesis de trabajo es una primera aproximación a la estratificación real de dicha

capa, que podría estar constituida por un mayor número de estratos que no hemos sido capaces de medir experimentalmente. Por estos motivos se analiza la eficiencia de mezcla si la capa mezclada está estratificada establemente con dos capas cuya expresión es la ecuación (5.59), deducida de la definición de la eficiencia considerando las características particulares del experimento. Si la capa mezclada se considera que es homogénea –no real-, la eficiencia de mezcla correspondiente viene dada por la ecuación (5.37).

La figura VI.3 compara gráficamente la eficiencia de mezcla correspondiente a una capa mezclada considerada homogénea y la eficiencia de mezcla asociada a una capa mezclada que tiene una estratificación con dos capas. Se observa que, independientemente de la viscosidad del gel, la eficiencia asociada a la capa mezclada estratificada es siempre menor que la eficiencia correspondiente al caso homogéneo, es decir, la eficiencia disminuye si hay estratificación en la capa mezclada. La razón es que según la estabilidad de la estratificación aumenta, una parte de la energía se emplea en contrarestar el efecto de la flotabilidad negativa y en generar ondas internas en lugar de ser empleada en mezclar los fluidos.

En la figura VI.3 se observa que la eficiencia de mezcla η aumenta conforme el número de Atwood A crece. Además, este crecimiento de la eficiencia tiene lugar para los dos geles CMC utilizados. El aumento del número de Atwood significa que la diferencia de densidad del sistema fluido es mayor, luego el efecto de la flotabilidad también lo es y la aceleración convectiva crece. Por ello, se genera una turbulencia más intensa y de mayor microestructura fina. La mezcla generada por esta turbulencia es mayor y la eficiencia de mezcla aumenta.

A partir de este momento se considerará exclusivamente la eficiencia de mezcla correspondiente a la capa mezclada estratificada con dos estratos fluidos porque es el caso representativo de la situación experimental real. En la figura VI.4 se representa la eficiencia de mezcla asociada a la capa mezclada estratificada en función del número de Atwood del sistema fluido. De nuevo, se observa que la eficiencia aumenta según el número de Atwood es mayor. Este incremento también se muestra en otros trabajos científicos relacionados con la mezcla entre fluidos bajo otras condiciones experimentales. En concreto, experimentos realizados sobre mezcla turbulenta generada por la inestabilidad de Rayleigh-Taylor muestran que su correspondiente eficiencia de mezcla es pequeña para números de Atwood bajos,

aumentando posteriormente hasta estabilizarse aproximadamente alrededor de un valor del orden de 0.35 para números de Atwood altos (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994).

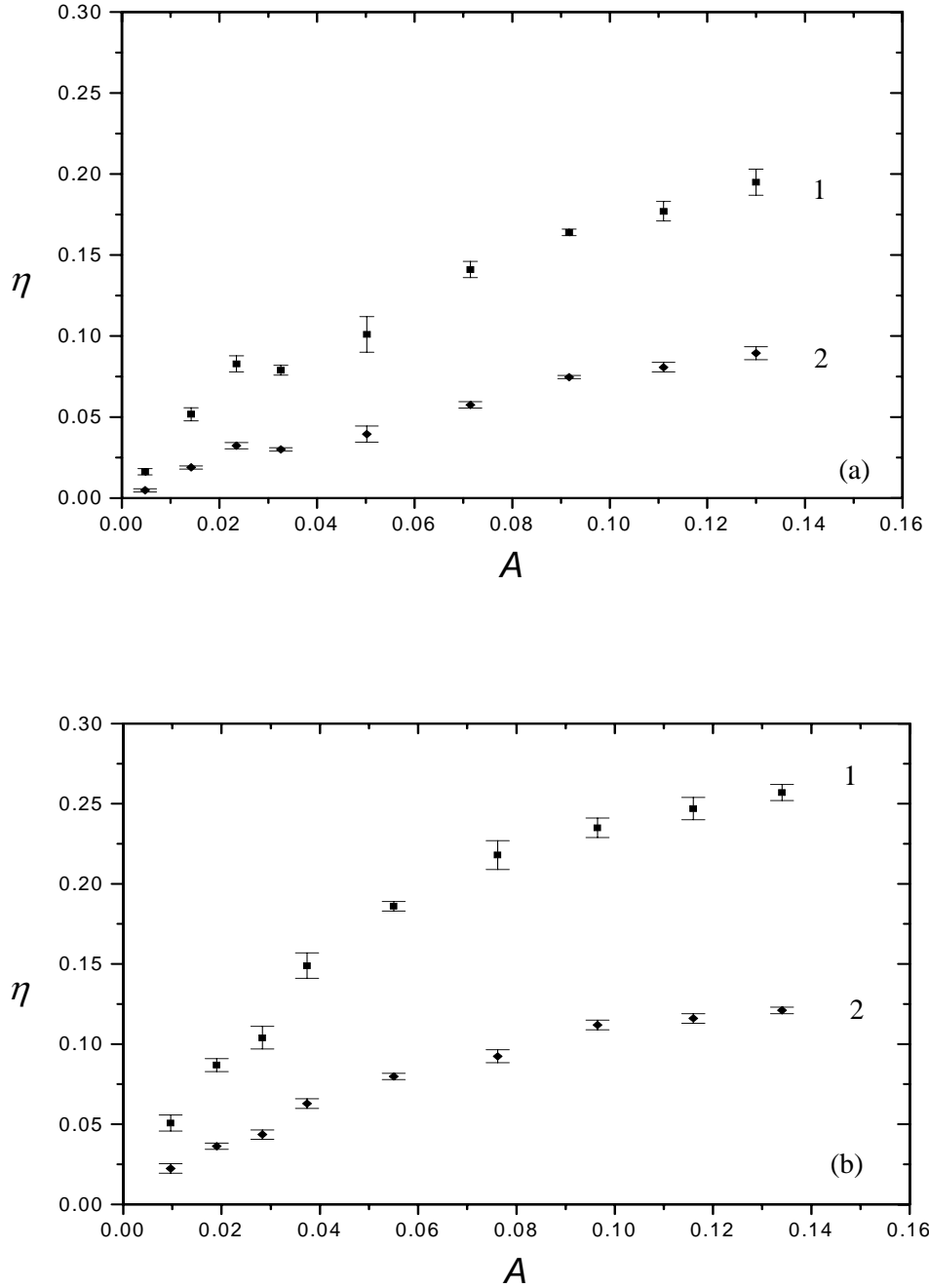


Figura VI.3. Comportamiento de la eficiencia de mezcla media η en función del número de Atwood A considerando la capa mezclada homogénea (curva 1, ■) y la capa mezclada estratificada con dos estratos (curva 2, ◆). (a) Experimentos realizados con el gel CMC más viscoso. (b) Experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso.

La diferencia entre este comportamiento y el mostrado en el presente trabajo es que en la figura VI.3 el mencionado incremento parece bastante más marcado. Sin embargo, es el tipo de representación el que proporciona esta impresión errónea y el comportamiento global es análogo. Además, ha de tenerse en cuenta que el modelo de laboratorio presentado no reproduce una inestabilidad Rayleigh-Taylor y, por tanto, los valores de la eficiencia correspondientes a esta inestabilidad son sólo una referencia. Respecto a los valores de la eficiencia de mezcla hay que decir que, de acuerdo con otros investigadores, es importante centrarse más en su comportamiento global en función del número de Atwood que en sus valores numéricos exactos (Linden, 1979; Linden, 1980).

Los valores de la eficiencia de mezcla obtenidos son pequeños si se comparan con los correspondientes a una inestabilidad de Rayleigh-Taylor que se desarrolla a partir de una distribución inestable de densidad representada por una interfase inestable pura. Hay dos causas que están influyendo en este resultado. Por un lado, tenemos el efecto del estrato de gel CMC que disminuye la eficiencia en un 40 % respecto de los experimentos realizados sin gel, en promedio.

Sin embargo, el efecto del estrato de gel no es suficiente para explicar los pequeños valores de la eficiencia de mezcla siempre y cuando los comparemos con los correspondientes experimentos de la inestabilidad Rayleigh-Taylor. El factor que determina estos valores es la presencia del conjunto de penachos turbulentos que producen un volumen cónico que no se mezcla y está en el interior de la capa ligera. De esta forma, al existir un volumen menor para la mezcla, la eficiencia disminuye notablemente.

El crecimiento de un único penacho axilsimétrico se caracteriza por una dispersión o aumento de su radio que realiza a costa del fluido ambiente en el que se desarrolla. Este fluido ambiente es incorporado lateral y frontalmente al penacho turbulento (apartado II.4.2.1). Bajo estas condiciones el penacho podría crecer indefinidamente a menos que se lo impida la estratificación ambiente o la existencia de contornos físicos.

El proceso de mezcla turbulenta generado experimentalmente se caracteriza por la aparición de un conjunto de penachos axilsimétricos que se desarrollan en el seno de la capa ligera. Por tanto, existe un impedimento al crecimiento de estos penachos que es la cubeta experimental. Además, la presencia de varios penachos

también dificulta su desarrollo puesto que todos han de *alimentarse* del mismo fluido ambiente que es la capa ligera cuyo volumen es finito. Por estos motivos los penachos turbulentos entran en contacto y existe una distancia h a partir de la cual interactúan lateralmente. Antes de alcanzar esta profundidad los penachos se han desarrollado individualmente. Esta profundidad h determina la existencia de una región dentro de la capa ligera en la que no existe mezcla y que, por tanto, genera un volumen no mezclado. La existencia de este volumen de capa ligera que no interviene en el proceso de mezcla determina que la mezcla entre la capa ligera y la capa densa sea parcial como se ha especificado anteriormente. Además, también determina que los valores de la eficiencia de mezcla sean pequeños si los comparamos con otros procesos de mezcla con distribuciones inestables de densidad.

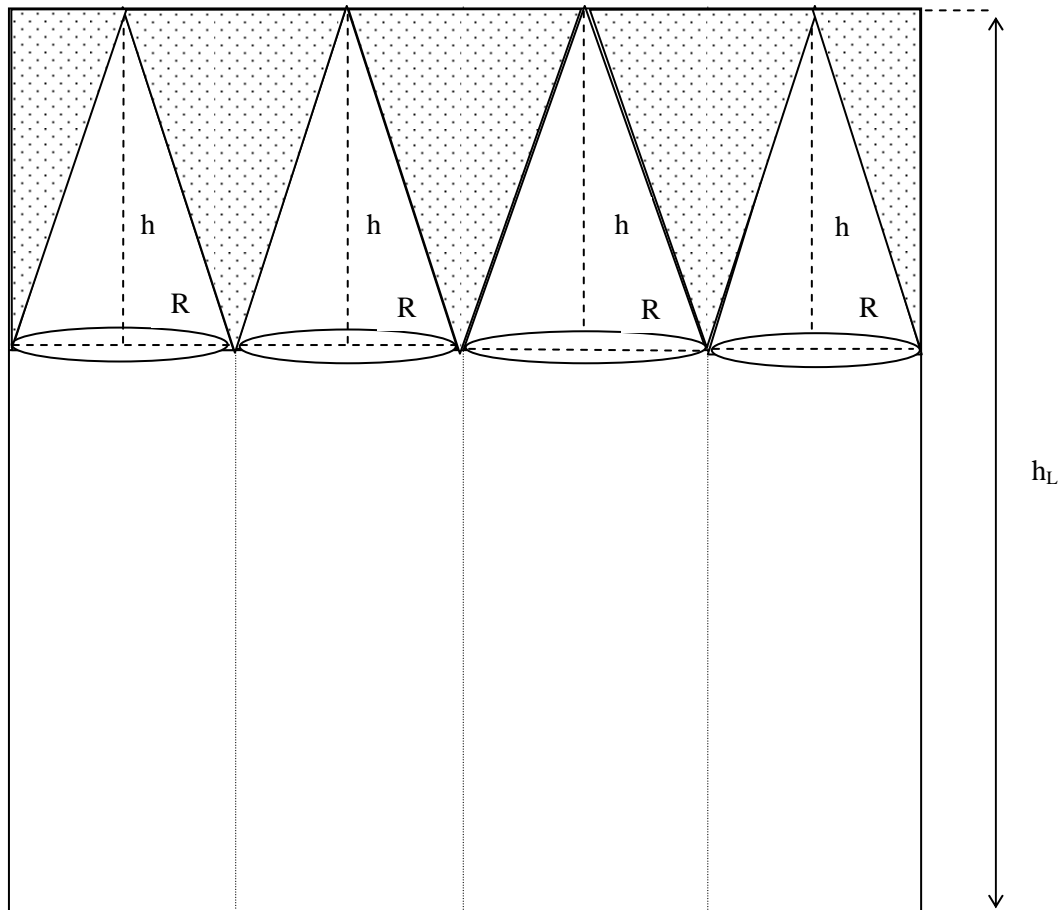


Figura VI.4. Representación esquemática del crecimiento inicial de un conjunto de penachos axilimétricos contenidos en la cubeta experimental. El radio de los conos que representan a los penachos es R mientras que h es la profundidad a partir de la cual comienza la interacción entre los penachos y h_L es el espesor de la capa ligera. La zona punteada corresponde al volumen no mezclado de la capa ligera.

A continuación, se presenta un breve planteamiento teórico en el que se muestra la influencia de este volumen no mezclado de capa ligera. La figura VI.4 esquematiza la situación de un conjunto de penachos axilsimétricos que se representan idealmente por un conjunto de conos. Se supone que todos los penachos inician su interacción lateral mutua a la misma profundidad h momento en el que tienen un radio R y un diámetro D . Adicionalmente, se considera como hipótesis que el volumen de la cubeta experimental que es rectangular se aproxima por el volumen de un conjunto de cilindros coaxiales con los conos o penachos. Estos cilindros tienen radio R y diámetro D .

A partir de la figura VI.4 se deduce que el volumen total en el que se desarrollan los penachos turbulentos, que sería el de la capa ligera, si se aproxima por el volumen de un conjunto de n de cilindros coaxiales a los n penachos tiene la siguiente expresión:

$$V_{TOTAL} = n\pi R^2 h_L \quad (6.6)$$

Por otra parte, a partir de la profundidad $h_L - h$ la mezcla está asegurada pero no ocurre lo mismo antes de ese nivel. Por tanto, existe un volumen en el que puede o no producirse mezcla. El volumen en el que es seguro que se produzca mezcla es:

$$V_{MEZCLA} = n\pi R^2 (h_L - h) \quad (6.7)$$

El volumen de los penachos considerando que se aproximan por conos es:

$$V_{PENACHOS} = \frac{1}{3} n\pi R^2 h \quad (6.8)$$

Por tanto, se deduce que el volumen que no participa en el proceso de mezcla tiene la siguiente expresión:

$$V_{NO MEZCLADO} = n\pi R^2 h - \frac{1}{3} n\pi R^2 h = \frac{2}{3} n\pi R^2 h \quad (6.9)$$

que puede normalizarse dividiéndolo entre el volumen total V_{TOTAL} :

$$V_{NO MEZCLADO}^* = \frac{2h}{3h_L} \quad (6.10)$$

Por otra parte, el volumen que sí participa en el proceso de mezcla es:

$$V_{MEZCLADO} = n\pi R^2 (h_L - h) + \frac{1}{3} n\pi R^2 h = n\pi R^2 \left(h_L - \frac{2}{3} h \right) \quad (6.11)$$

que puede normalizarse dividiéndolo entre el volumen total V_{TOTAL} :

$$V_{MEZCLADO}^* = \left(1 - \frac{2h}{3h_L}\right) \quad (6.12)$$

Considerando algunos valores para la razón de alturas puede deducirse que el volumen mezclado oscila entre el 86% si $h=h_L/5$ hasta un 66% si $h=h_L/2$. Una mejor comprensión del fenómeno que está teniendo lugar se consigue si representamos gráficamente la ecuación (6.12) como se muestra en la figura VI.5.

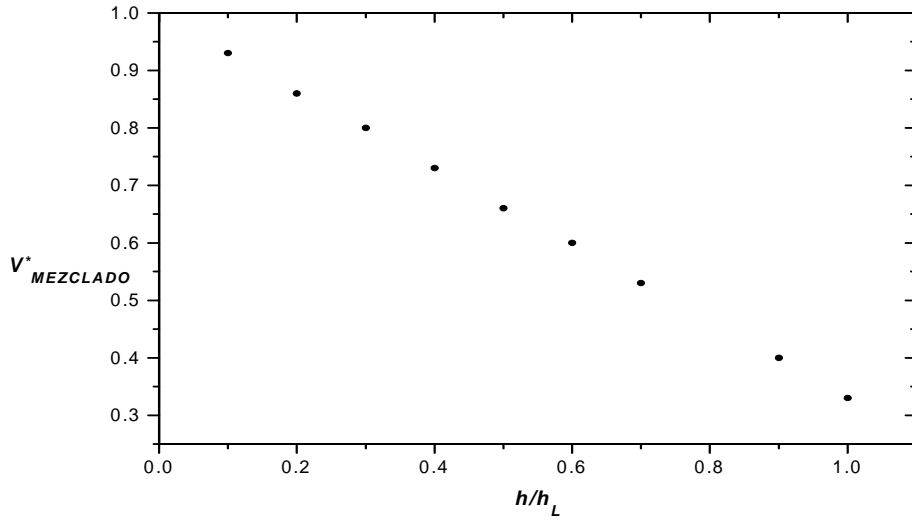


Figura VI.5. Representación gráfica del comportamiento del volumen mezclado $V_{MEZCLADO}^*$ en función de la razón de alturas h/h_L .

La figura VI.5 muestra claramente la disminución del volumen que participa en la mezcla conforme aumenta la relación entre la altura h en la que los penachos no interactúan entre ellos y la altura de la capa ligera h_L porque bajo estas condiciones los penachos alcanzan una mayor profundidad sin interaccionar. Por tanto, los mayores volúmenes mezclados se obtienen cuando los penachos interaccionan pronto. Y se concluye que lógicamente se espera el comportamiento inverso para el volumen no mezclado cuyo valor influye en la eficiencia de mezcla como veremos a continuación.

El volumen mezclado $V_{MEZCLADO}$ está directamente relacionado con la altura de la capa mezclada h_M y puede representarse por ella dado que el área de la cubeta experimental siempre es la misma. Luego, el volumen no mezclado $V_{NO\ MEZCLADO}$ está inversamente relacionado con la altura h_M . Por tanto, si se analiza el comportamiento de la eficiencia de mezcla η en función de la altura de la capa mezclada h_M estaremos

estudiando también el comportamiento de la eficiencia en función del volumen no mezclado.

La figura VI.6 muestra la eficiencia de mezcla η en función de la altura adimensional de la capa mezclada h_M^* para los experimentos realizados con los dos tipos de gel. Se observa que los ajustes lineales son aceptables (coeficientes de correlación $r=0.71$ y $r=0.87$) y, que por tanto, las variaciones de la altura de la capa mezclada, que representan las del volumen no mezclado, pueden relacionarse con cambios en la eficiencia.

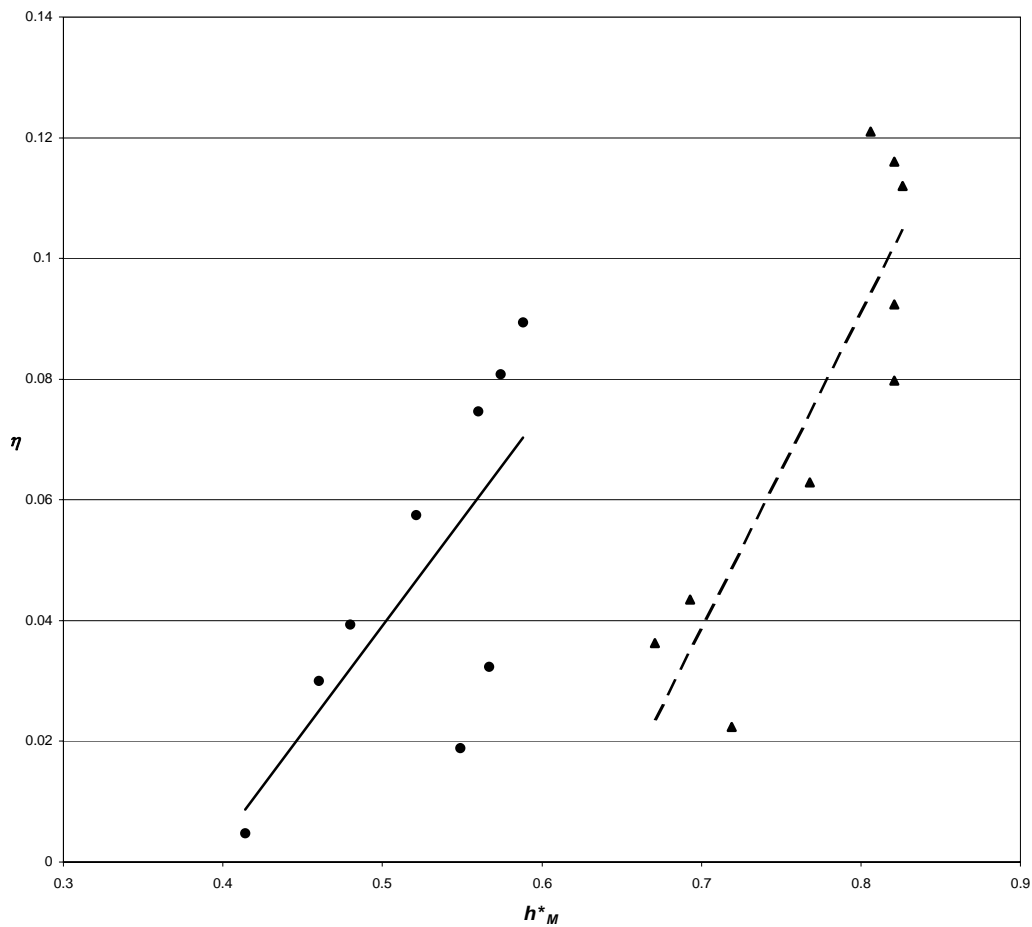


Figura VI.6. Representación del comportamiento de la eficiencia de mezcla η en función de la altura adimensional de la capa mezclada h_M^* .

Por tanto, las variaciones en el volumen mezclado, o en el no mezclado, dan lugar a cambios en la altura de la capa mezclada luego en la eficiencia de mezcla. Dado que el volumen no mezclado oscila entre el 14% y el 34% éste produce una disminución de la eficiencia que puede corregirse añadiéndole un valor obtenido a partir de la aplicación de dichos porcentajes a la eficiencia calculada que se muestra

en la figura VI.7. En promedio, se obtiene que el factor de corrección oscila entre 0.009 y 0.02. Al añadir este valor medio a la eficiencia calculada corregida por el efecto del gel se obtiene una eficiencia cuyo valor está más próximo a los obtenidos en experimentos de mezcla por la inestabilidad Rayleigh-Taylor (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994).

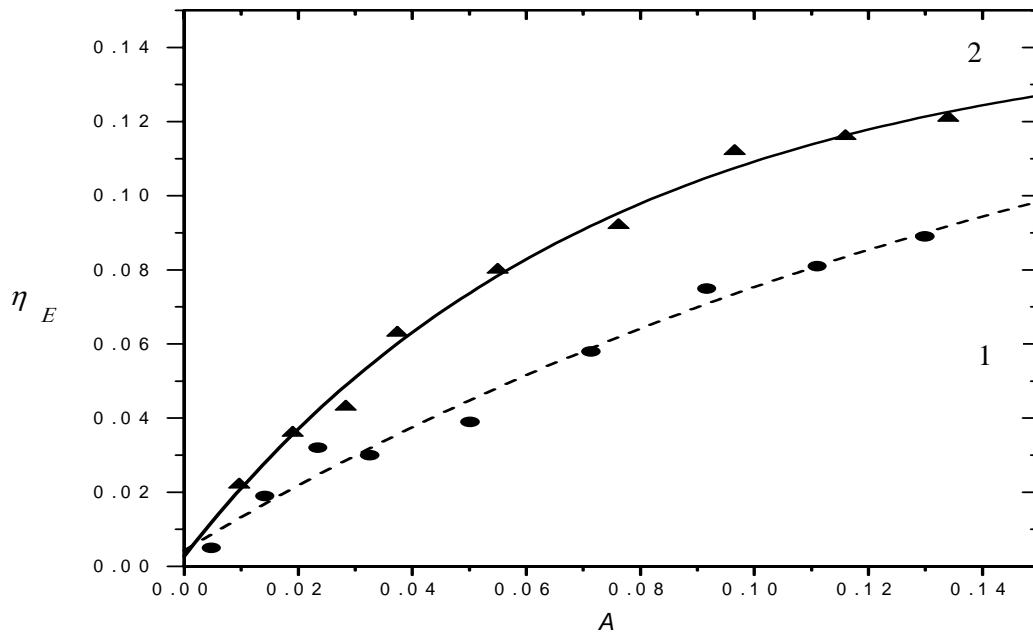


Figura VI.7. Comportamiento de la eficiencia de mezcla promedio η_E en función del número de Atwood A considerando la capa mezclada estratificada para experimentos realizados con el gel CMC más viscoso (curva 1, \bullet) y para los experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso (curva 2, \blacktriangle). Se muestran los correspondientes ajustes empíricos.

La curva 2 de la anterior figura VI.7 muestra el valor de la eficiencia de mezcla η_E asociada a experimentos realizados con el gel menos viscoso. Se observa que esta eficiencia es siempre mayor que la correspondiente a los experimentos realizados con el gel más viscoso que se muestran en la curva 1 de la mencionada figura. Este mismo comportamiento puede observarse en la figura VI.3(a) y (b). Este resultado está en concordancia con la explicación física del aumento de la eficiencia de mezcla con el número de Atwood y que estaba basada en la intensidad de la turbulencia generada convectivamente, que aumenta al crecer el número de Atwood. Adicionalmente, la eficiencia de mezcla aumenta al utilizar un gel menos viscoso

porque entonces la capa densa atraviesa el estrato de gel mediante un mayor número de *chorros* que generarán posteriormente los penachos turbulentos al contacto con la capa ligera lo que favorece el proceso de mezcla. Este mayor número de penachos turbulentos que aparecen cuando se reduce la viscosidad del gel -comparar las figuras IV.2 y IV.4- es debido a la disminución de la tensión superficial del estrato de gel CMC.

Un análisis más detallado de este comportamiento de aumento de la eficiencia de mezcla si la viscosidad del gel disminuye es posible mediante el estudio y la representación de la eficiencia de mezcla η_E en función de la viscosidad del gel μ_G o de su parámetro adimensional asociado G . Sin embargo, como ya se ha mencionado anteriormente, dado que sólo se han utilizado dos geles diferentes, se descartó proseguir esa línea de investigación.

En relación con el tema de la influencia del estrato de gel CMC, el apartado V.3.4 describe los experimentos realizados sin la presencia del estrato de gel CMC en el sistema fluido con el objetivo de analizar su influencia. Bajo estas nuevas condiciones, se obtiene la eficiencia de mezcla correspondiente tanto si la capa mezclada se considera homogénea como si es estratificada a partir de las respectivas variaciones de la energía potencial (5.66) y (5.68). Esto permite analizar el porcentaje de variación de la eficiencia de mezcla, en promedio, comparando la eficiencia con y sin gel.

La figura VI.8 muestra el comportamiento de la eficiencia de mezcla deducida para los experimentos sin gel η_{SG} y se compara con la eficiencia asociada a los experimentos con el estrato de gel y con una capa mezclada estratificada. En primer lugar, se verifica que la eficiencia sin gel η_{SG} también presenta el comportamiento típico de aumento con el número de Atwood que acabamos de describir. Por otra parte, se observa que la eficiencia de mezcla para el caso sin gel es siempre mayor que la correspondiente a los experimentos realizados con el estrato de gel. De esta forma, se verifica que efectivamente el estrato de gel CMC absorbe cierta fracción de la energía inicial de que dispone el sistema fluido y que, por tanto, hay menos energía para realizar la mezcla entre los fluidos constituyentes como se mencionó en el apartado V.3.4. La figura VI.8 implica que el resultado final de la absorción de energía por parte de la capa de gel es una disminución considerable de la eficiencia de mezcla. Sin embargo, hay que destacar que los experimentos

realizados sin el estrato de gel presentan valores pequeños de la eficiencia de mezcla si los comparamos con los obtenidos en la mezcla por inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Por tanto, podemos concluir con más contundencia que no es la presencia del gel sino la generación del conjunto discreto de penachos la característica determinante que influye sobre la eficiencia de mezcla. Por ello, podemos decir que, en principio, la inestabilidad de Rayleigh-Taylor es capaz de generar una mezcla mayor que la producida por un conjunto de penachos turbulentos axilsimétricos en interacción mútua.

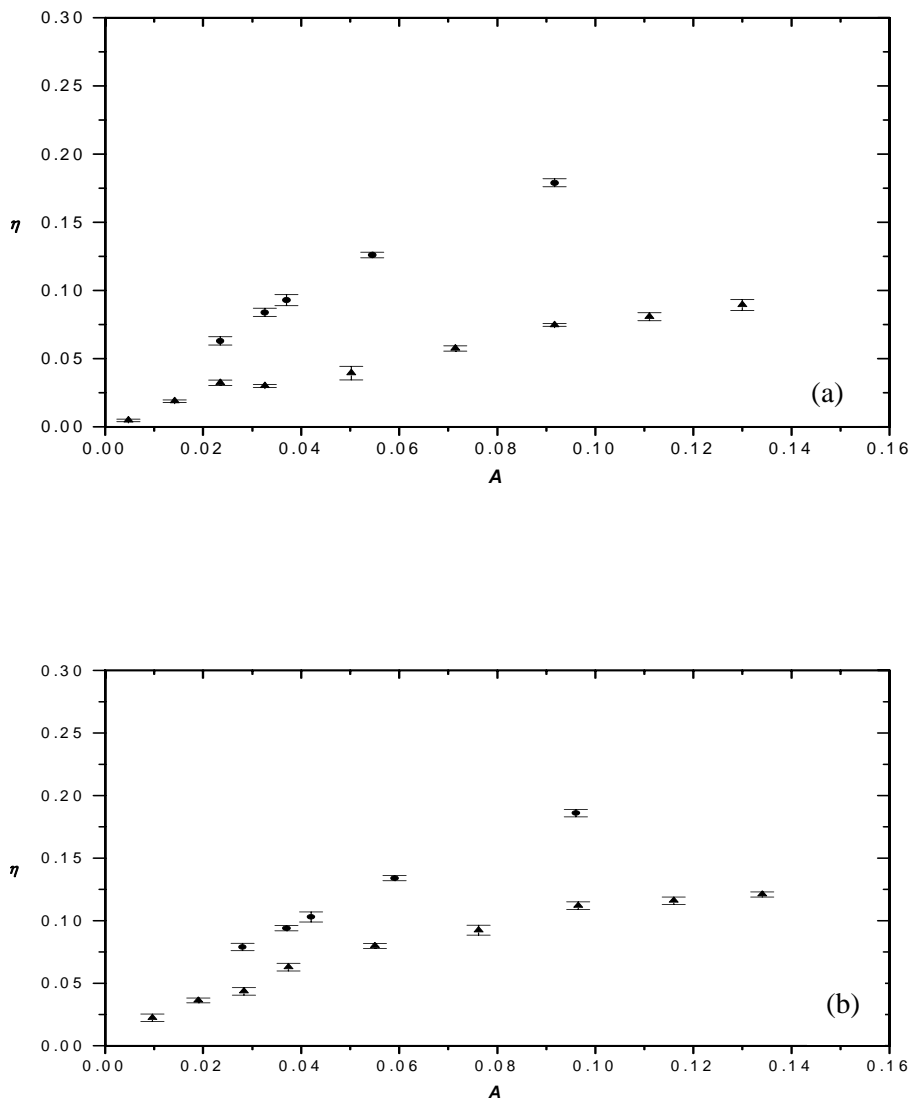


Figura VI.8. Comportamiento de la eficiencia de mezcla promedio en función del número de Atwood. (a) Experimentos realizados con el gel CMC más viscoso. (b) Experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso. Notación: \triangle , experimentos realizados con el estrato de gel CMC considerando la capa mezclada estratificada; \bullet , experimentos realizados sin el estrato de gel.

Un análisis que aclara más la influencia de la presencia del estrato de gel CMC se consigue mediante la representación gráfica de la eficiencia correspondiente a experimentos realizados con la capa de gel en función de la eficiencia asociada a pruebas hechas sin el estrato de gel como muestra la figura VI.9.

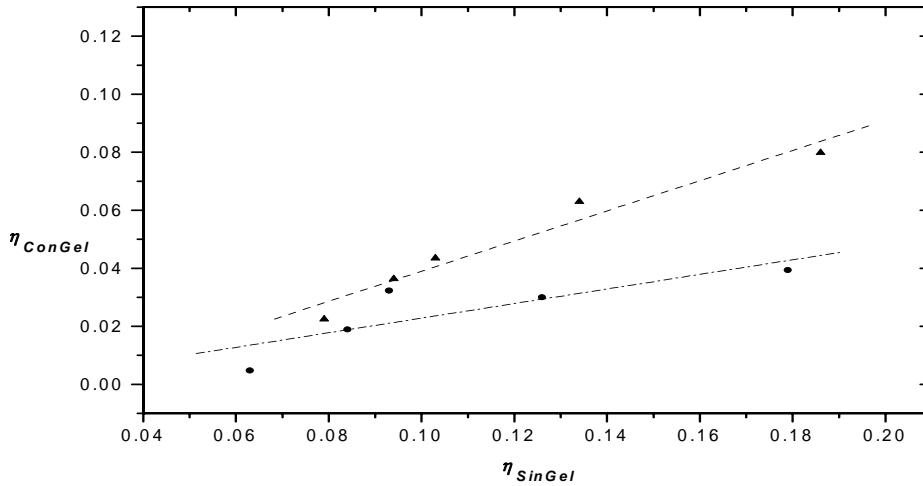


Figura VI.9. Comportamiento de la eficiencia de mezcla correspondiente a experimentos hechos con el estrato de gel o eficiencia con gel η_{ConGel} en función de la eficiencia sin gel η_{SinGel} tanto para experimentos realizados con el gel CMC más viscoso (●) como para pruebas realizadas con el gel CMC menos viscoso (▲).

A partir del anterior estudio se deduce que para los experimentos realizados con el gel menos viscoso, la eficiencia de mezcla pierde del orden del 30% respecto del valor de la eficiencia sin gel. Para las pruebas experimentales hechas con el gel más viscoso se tiene que la eficiencia de mezcla disminuye su valor del orden de un 50% respecto de la eficiencia sin gel. Es decir, la variación máxima de la eficiencia entre el caso con gel y el caso sin gel corresponde a los sistemas fluidos experimentales que poseen entre sus fluidos constituyentes al gel más viscoso.

Anteriormente se ha mencionado que si la capa mezclada se considera que es homogénea, la eficiencia de mezcla correspondiente toma la expresión dada por la ecuación (5.37). Si, además, la mezcla entre la capa densa y la capa ligera es completa el proceso de mezcla correspondiente tiene asociada una eficiencia que es la máxima.

Dadas las condiciones bajo las que se obtiene la eficiencia máxima, para su deducción se considera la expresión (5.37) correspondiente a la eficiencia de mezcla asociada a una capa mezclada homogénea. Dado que la capa densa se ha de mezclar

con toda la capa ligera entonces se verifica que $h'_L = 0$. Además, se simplifica la deducción considerando que no existe el estrato de gel, luego $h_G=0$, es decir, la capa densa se sitúa en contacto directo sobre la capa ligera. Finalmente, se obtiene un valor de 0.5 para la eficiencia máxima. Este resultado está en concordancia con otros trabajos científicos que postulan que la eficiencia de mezcla máxima se alcanza cuando el perfil final de densidad está totalmente mezclado y es homogéneo, siendo su valor aproximadamente 0.5 (Linden & Redondo, 1991; Linden, Redondo & Youngs, 1994). Si el perfil final estuviera estratificado, como en nuestro caso, entonces no se podría obtener el anterior valor máximo sino otro diferente.

Dado el significado energético de la eficiencia de mezcla, es importante analizar qué porcentaje de la eficiencia de mezcla máxima alcanza el modelo experimental presentado en este trabajo. Por ello, se analiza la relación entre la eficiencia de mezcla y su valor máximo cuyo resultado se muestra en la figura VI.10. Se observa que las eficiencias de mezcla reales son, como mucho, del orden del 20% de la eficiencia de mezcla máxima. Además, la relación entre la eficiencia de mezcla η y la eficiencia de mezcla máxima η_{MAX} es superior para los experimentos realizados con el gel menos viscoso.

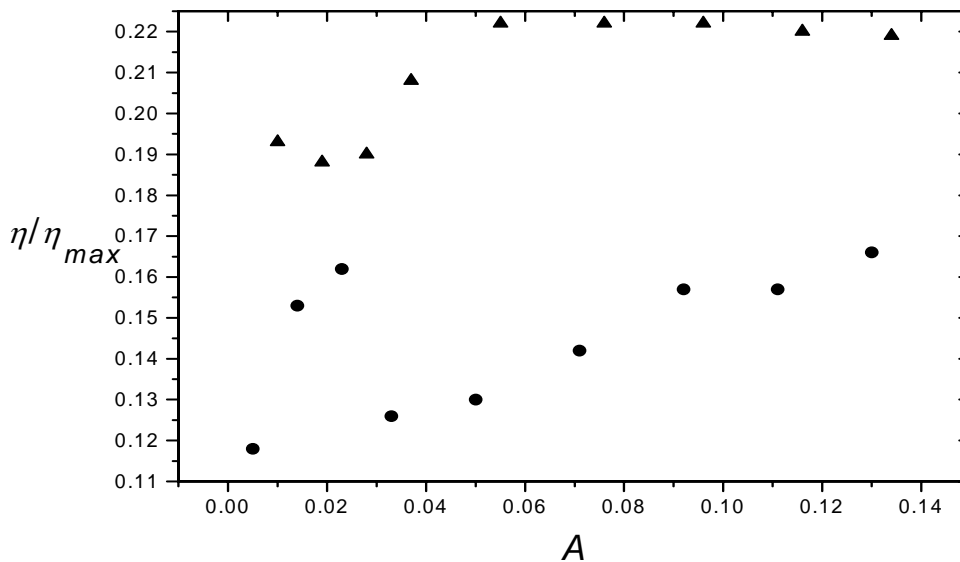


Figura VI.10. Relación entre la eficiencia de mezcla η y la eficiencia de mezcla máxima η_{MAX} en función del número de Atwood A . (a) Experimentos realizados con el gel CMC más viscoso (●). (b) Experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso (▲).

El análisis cuantitativo del comportamiento de la eficiencia de mezcla se basa en la obtención de ajustes empíricos entre esta magnitud física y los parámetros adimensionales propuestos, que es el número de Atwood A . Observando la evolución de la eficiencia de mezcla en las figuras VI.3 y VI.7, se nota que la eficiencia tiende hacia un valor límite, es decir, podría tener un comportamiento asintótico cuando el número de Atwood A tiende a su máximo valor (apartado V.2.1). Por ello, se propone un ajuste empírico de tipo exponencial para el comportamiento de la eficiencia de mezcla como se muestra en la figura VI.7. Las expresiones correspondientes son las siguientes:

$$\begin{aligned}\eta_1 &= 0.004 + 0.20(1 - e^{(-A/0.20)}) \\ \eta_2 &= 0.003 + 0.10(1 - e^{(-A/0.10)})\end{aligned}\tag{6.13}$$

donde el subíndice 1 hace referencia al gel de mayor viscosidad y el 2 a los experimentos hechos con el gel menos viscoso. El análisis estadístico muestra que este modelo de ajuste explica alrededor del 98% de la variabilidad de la eficiencia de mezcla.

VI.4 EVOLUCIÓN TEMPORAL DEL PROCESO DE MEZCLA PARCIAL

El análisis global del proceso de mezcla turbulenta se ha planteado en los apartados VI.1, VI.2 y VI.3. Este estudio global no facilita información sobre la evolución temporal del proceso de mezcla, sino que suministra información sobre la globalidad del proceso al considerar exclusivamente los estados inicial y final del sistema fluido.

El presente apartado muestra un estudio relativo a la evolución temporal del proceso de mezcla parcial realizándose un análisis más minucioso de los fenómenos fluidos que tienen lugar durante la mezcla de los fluidos. Este análisis considera los estados intermedios que se suceden desde el estado inicial del sistema fluido hasta la obtención de la capa mezclada en el estado final asociado a la mezcla parcial realizada bajo condiciones inestables. Este estudio se centra principalmente en analizar el comportamiento temporal de los perfiles de densidad durante el transcurso del proceso de mezcla, y las evoluciones temporales de la altura de la capa mezclada y del frente convectivo de los penachos turbulentos.

Desde el punto de vista del procedimiento experimental no existe ninguna diferencia entre el análisis global del proceso de mezcla y el análisis de su evolución temporal (apartado III.2.3). Es decir, los resultados de una misma prueba experimental se utilizan tanto para el estudio global como para el estudio de la evolución temporal del proceso. La diferencia entre ambos tipos de análisis radica en el posterior uso de los datos experimentales que han sido obtenidos de la misma forma en ambos análisis.

No obstante, el análisis de la evolución temporal del proceso de mezcla podría realizarse mediante un procedimiento experimental diferente del planteado en este trabajo, como se ha realizado en otros estudios experimentales (Yagüe, 1992). Este procedimiento experimental diferente supone una modificación importante en la adquisición de los datos que posteriormente se emplearán en el estudio de la evolución temporal. Dicha modificación consiste en la utilización de una sonda de conductividad móvil y con desplazamiento vertical. El registro de datos de esta sonda móvil proporciona directamente los sucesivos perfiles de densidad asociados a

la evolución temporal del proceso de mezcla. Cuanto mayor sea el tiempo de mezcla, mayor será el número de perfiles intermedios que se podrán obtener (Yagüe, 1992).

Este procedimiento experimental supone una notable diferencia respecto del análisis de la evolución temporal del proceso de mezcla parcial planteado en el presente trabajo. En nuestro caso, no ha sido posible utilizar una sonda de conductividad móvil por falta de medios técnicos, económicos y temporales. Por este motivo, se plantea un método teórico alternativo que permite obtener los mencionados perfiles de densidad, así como su evolución temporal. Las pruebas experimentales, cuyo primer objetivo es facilitar información global sobre el proceso de mezcla parcial, permiten obtener un conjunto de datos que representan la evolución temporal de la densidad en un punto fijo que coincide con la posición de alguna de las sondas de conductividad. Dado que tenemos cuatro sondas, tendremos cuatro evoluciones temporales de la densidad correspondientes a cuatro alturas diferentes.

VI.4.1 EVOLUCION TEMPORAL DE LOS PERFILES DE DENSIDAD

El estudio de la evolución temporal del proceso de mezcla parcial requiere el conocimiento de los perfiles verticales de densidad, así como de su comportamiento en el tiempo.

El método de análisis de la evolución temporal del proceso de mezcla planteado en este trabajo difiere del de otras investigaciones (Yagüe, 1992). Dicha diferencia radica en la obtención teórica, y no experimental, de los perfiles verticales de densidad mediante la utilización de un procedimiento algorítmico. Este procedimiento selecciona los valores de la densidad correspondientes a un mismo instante temporal y diferentes alturas asociadas a las posiciones de las sondas de conductividad. Dado que tenemos cuatro sondas, tendremos cuatro evoluciones temporales de la densidad correspondientes a cuatro alturas diferentes. Entonces, elegido un instante temporal se seleccionan los valores de la densidad asociados a la altura de cada sonda y con estos datos se construye el perfil vertical de densidad correspondiente a ese instante temporal.

Este procedimiento teórico presenta como ventajas que no hemos de preocuparnos por la forma de obtener el mayor número posible de perfiles verticales de densidad, al no ser un método experimental. De hecho, ofrece la posibilidad de obtener tantos perfiles de densidad como instantes temporales seleccionemos hasta que se alcance el tiempo final del experimento t_F , que es el tiempo que realmente dura una prueba experimental o tiempo total de registro. Otra ventaja adicional es el poder obtener perfiles de densidad correspondientes a los mismos instantes del tiempo en todas las pruebas experimentales lo que no sucede si se usa una sonda móvil que introduce un desfase temporal entre los perfiles.

El principal inconveniente de este procedimiento teórico reside en el pequeño número de puntos que constituyen cada perfil vertical de densidad, tan sólo cuatro puntos puesto que sólo se han utilizado cuatro sondas de conductividad. Es, por tanto, un inconveniente de tipo experimental, antes que teórico. En el presente estudio, las limitaciones experimentales nos han restringido a cuatro pares de puntos de densidad y altura separados por una distancia de 3 cm. Esta es la diferencia más significativa del proceso de obtención de los perfiles verticales de densidad respecto

de otros procedimientos que presentan perfiles con un mayor número de puntos separados por una pequeña distancia (Yagüe, 1992).

El primer perfil vertical de densidad es el correspondiente al instante inicial $t_0=0$, es decir, es el perfil existente en el momento en el que se inicia un experimento, y, que, por tanto, representa las condiciones iniciales del mismo (figura III.23). Este perfil inicial se caracteriza por presentar varios tramos de densidad constante correspondientes a cada una de las capas fluidas constituyentes del sistema fluido como se muestra en la figura VI.10.

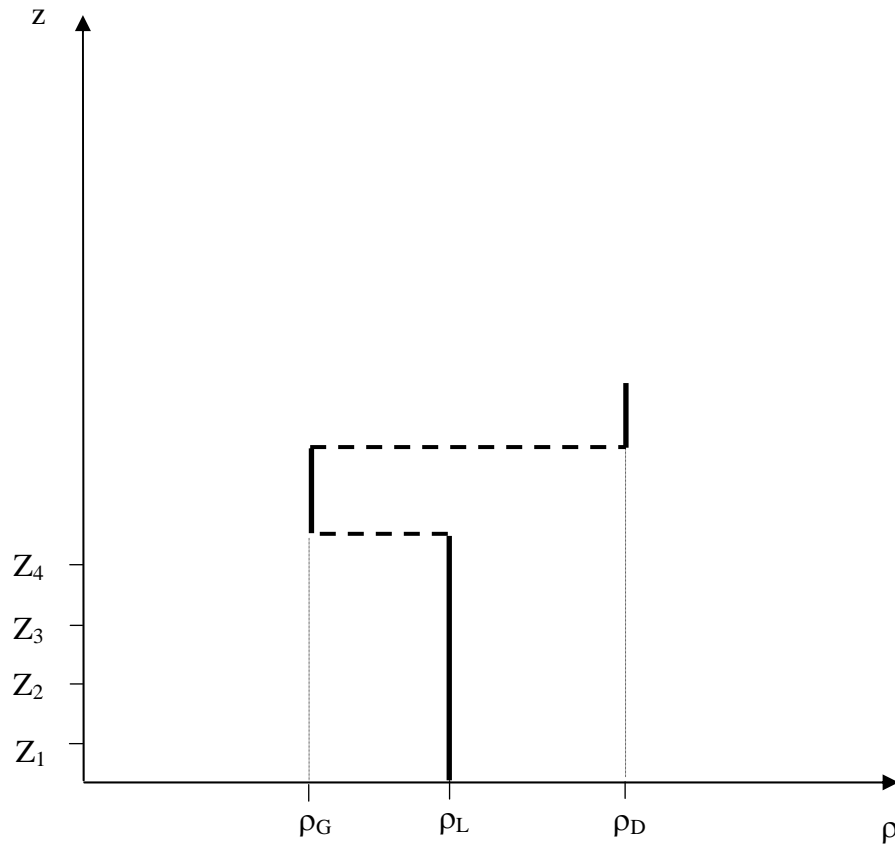


Figura VI.10. Perfil vertical de densidad correspondiente al instante inicial $t=0$ s en el que se inicia un experimento de mezcla turbulenta. Notación: ρ_G , densidad del estrato de gel CMC; ρ_L , densidad de la capa ligera; ρ_D , densidad de la capa densa; z_1 , altura de la sonda 1; z_2 , altura de la sonda 2; z_3 , altura de la sonda 3; z_4 , altura de la sonda 4.

A partir del instante $t_o=0$ se inicia el proceso de mezcla parcial y se obtienen los perfiles verticales de densidad, así como su evolución temporal en la forma descrita. Este proceso se realiza hasta el instante que se crea oportuno.

A continuación, se muestran diferentes evoluciones temporales de los perfiles verticales promedio de densidad correspondientes a experimentos realizados tanto con el gel más viscoso como con el menos viscoso bajo diferentes grados de inestabilidad inicial¹ asociados a valores pequeños, medianos y grandes del número de Atwood A . Las representaciones gráficas se presentan en orden creciente de número de Atwood, apareciendo primero las figuras correspondientes a experimentos realizados con el gel más viscoso y posteriormente las del gel menos viscoso.

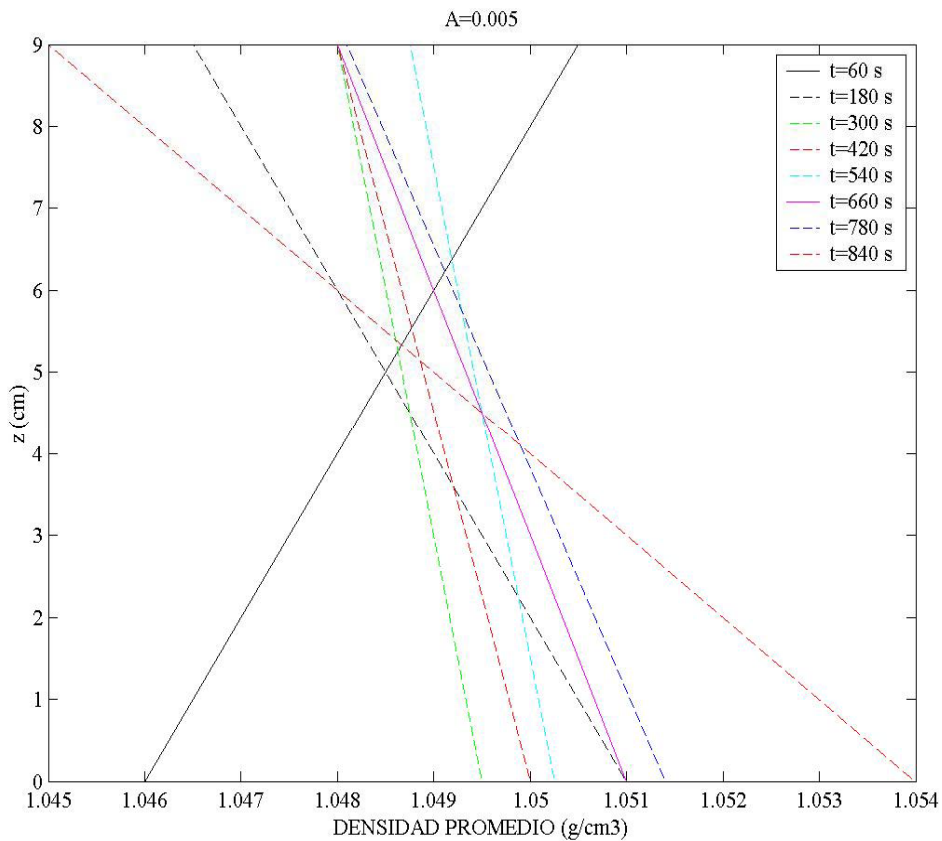


Figura VI.11. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.005$.

¹ Por grado de inestabilidad inicial se entiende la *inestabilidad* que tendría el sistema fluido si idealmente tuviera la estructura de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor pura, es decir, si la capa densa estuviera situada de modo uniforme y en contacto directo con la capa ligera.

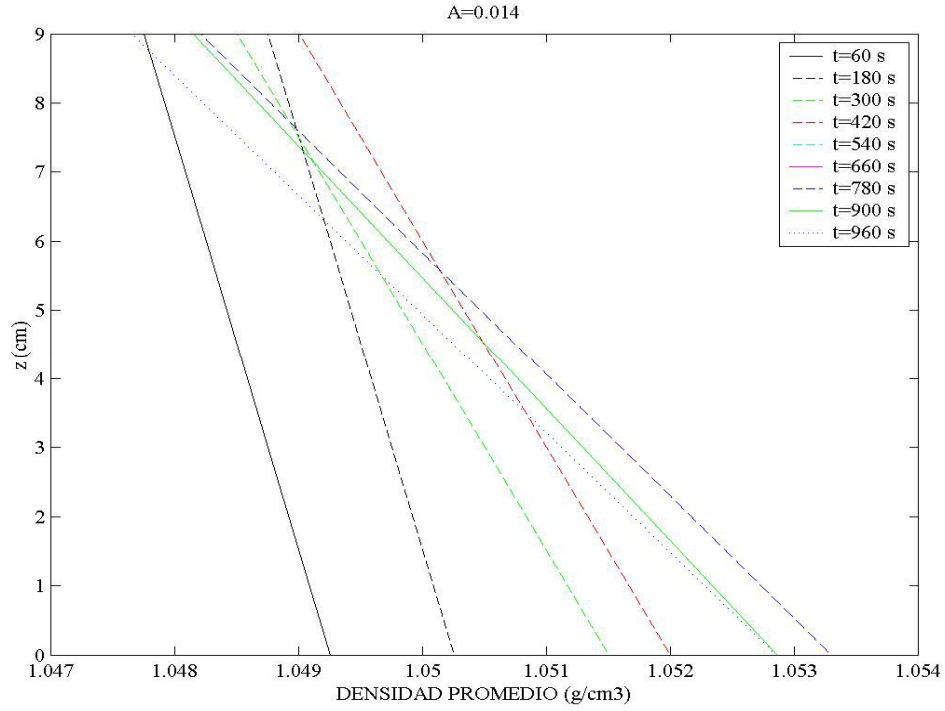


Figura VI.12. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.014$.

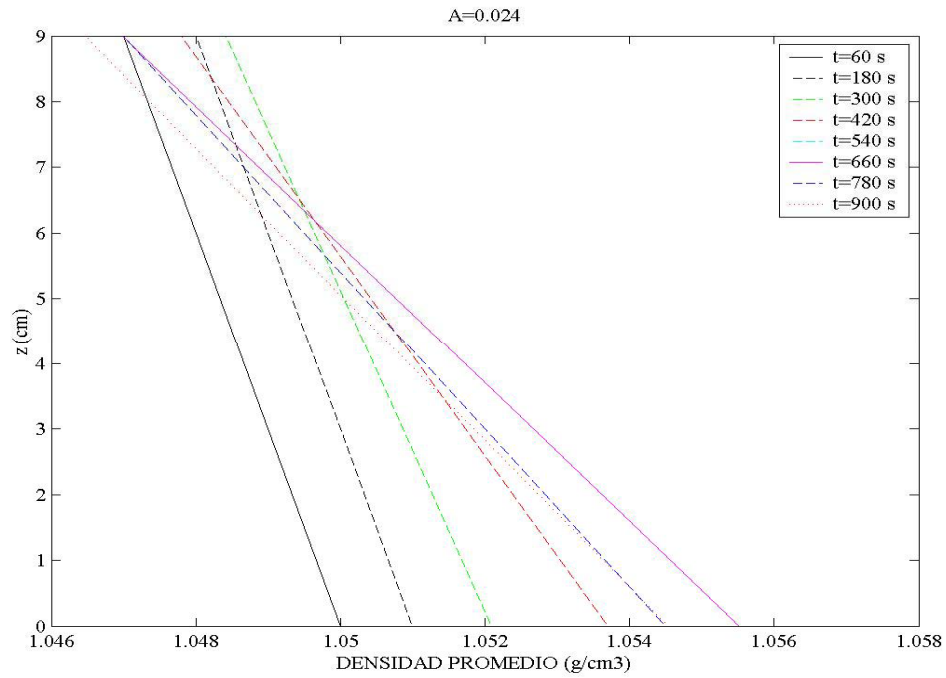


Figura VI.13. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.024$.

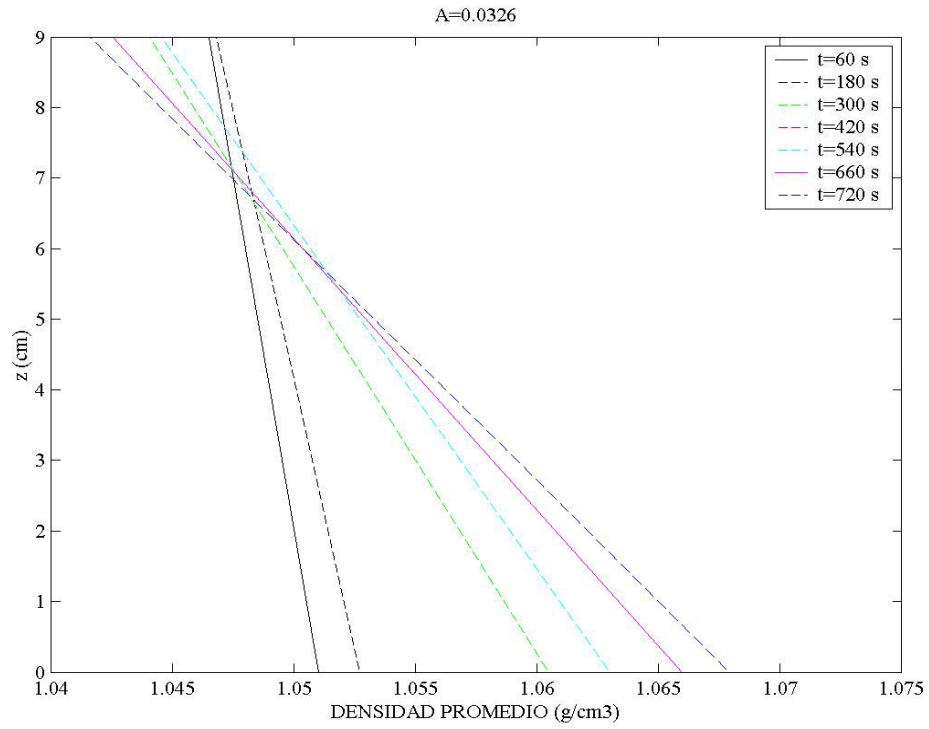


Figura VI.14. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.033$.

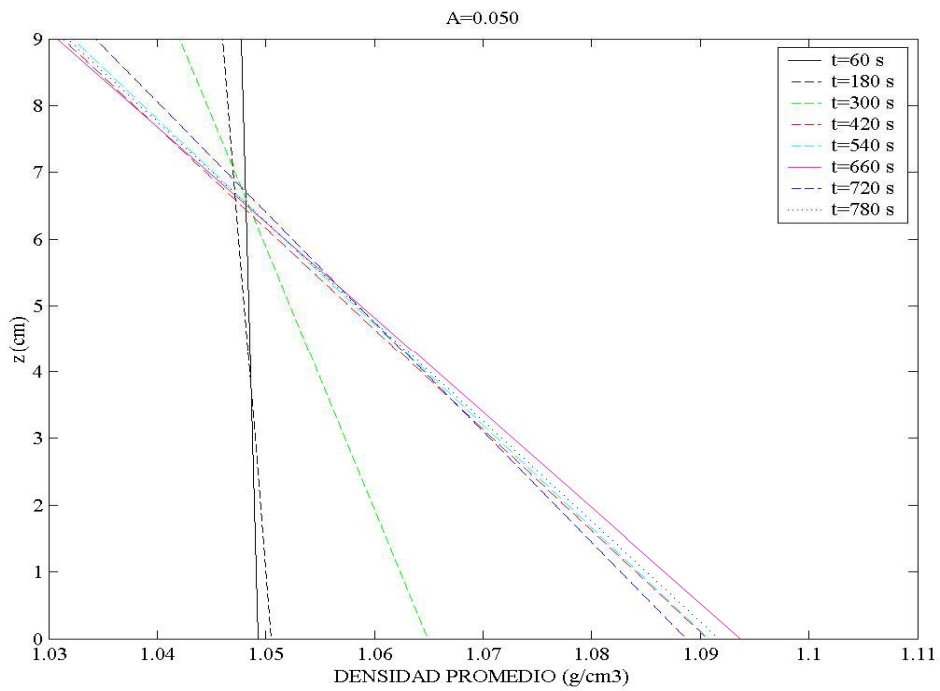


Figura VI.15. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.050$.

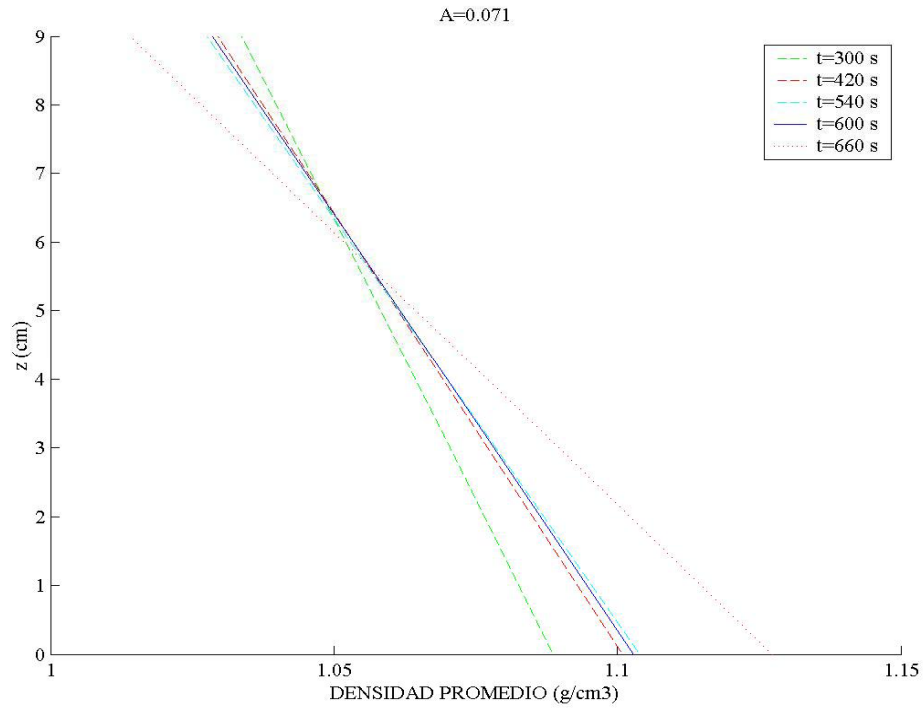


Figura VI.16. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.071$.

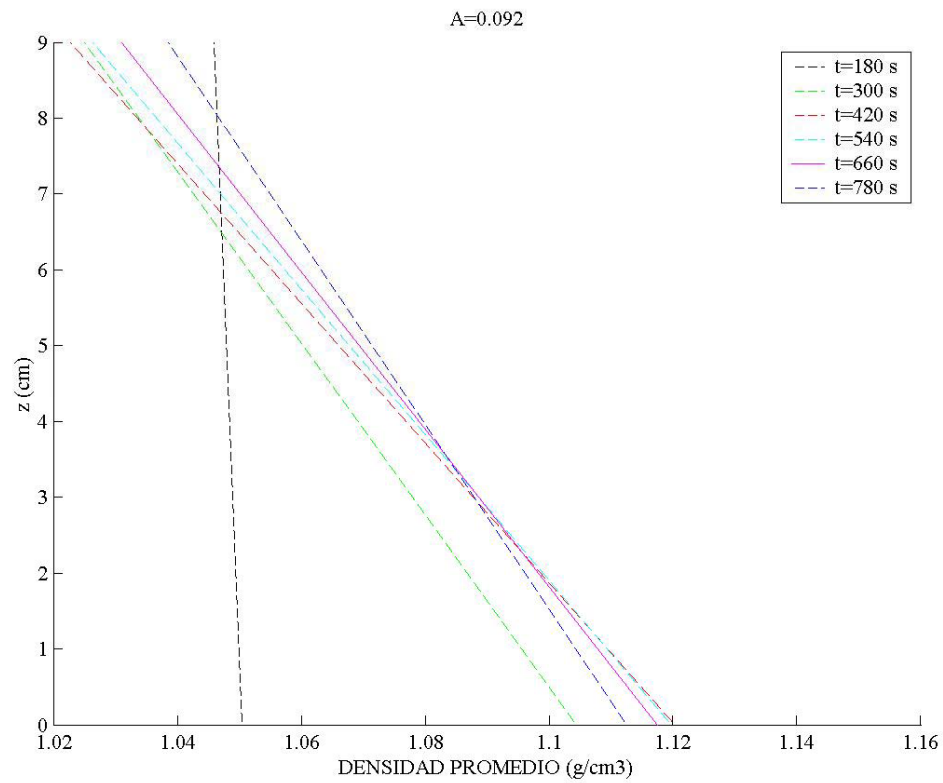


Figura VI.17. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.092$.

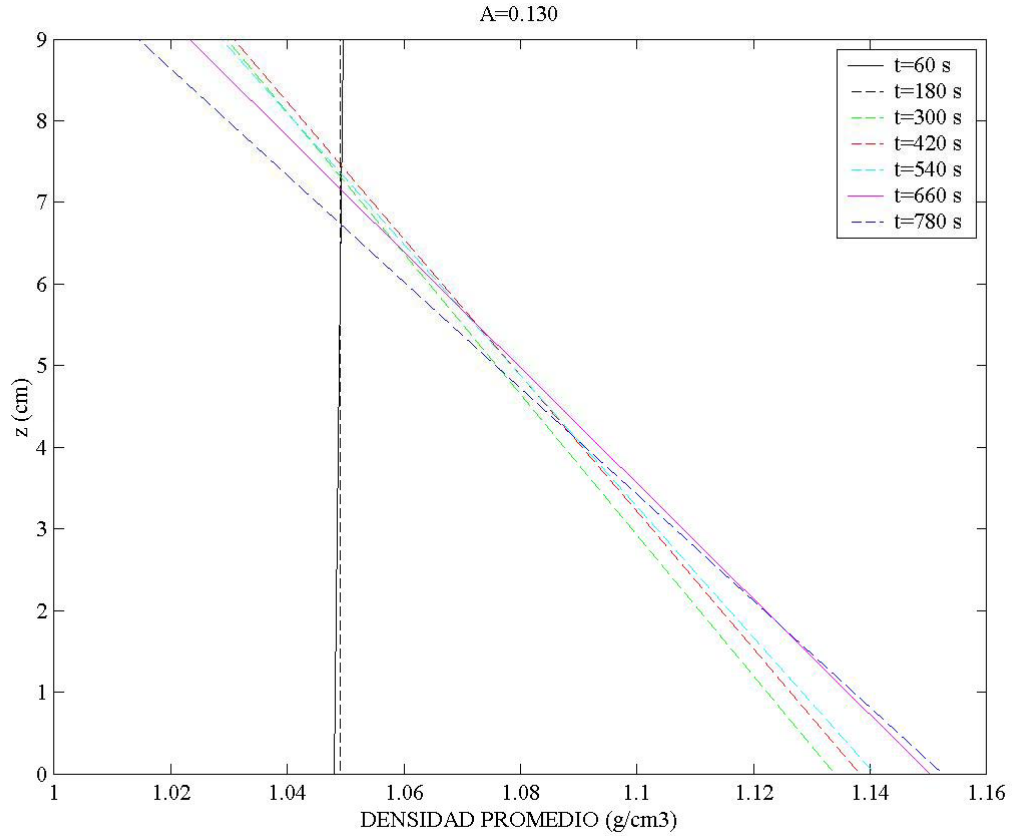


Figura VI.18. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC más viscoso y número de Atwood $A=0.130$.

En las anteriores representaciones gráficas se muestran el conjunto de puntos de densidad y altura que constituyen los perfiles verticales de densidad junto con sus respectivos ajustes lineales. El motivo por el que se hacen estos ajustes es la aglomeración de puntos que aparecen en la evolución lo que no permite ver el comportamiento del conjunto. De esta forma, la evolución temporal de un perfil de densidad durante el proceso de mezcla se observa y viene representada por la evolución del comportamiento a lo largo del tiempo de los mencionados ajustes.

Los perfiles verticales de densidad corresponden a valores promedio realizados cada 60 segundos. Por tanto, el perfil inicial corresponde a $t=0$ s, el primer perfil a $t=60$ s, el segundo perfil a $t=120$ s y así sucesivamente.

Las figuras VI.11 a VI.13 muestran la evolución temporal del perfil de densidad correspondiente a números de Atwood pequeños, las figuras VI.14 a VI.16 están asociadas a valores intermedios de este parámetro adimensional mientras que las figuras VI.17 y VI.18 corresponden a valores grandes del número de Atwood.

El perfil de densidad correspondientes al instante inicial $t=0$ s es inestable. En alguna de las figuras puede observarse que en los primeros instantes de la evolución temporal aparecen perfiles que son inestables en el sentido de que la densidad aumenta con la altura, es decir, aún está presente la inestabilidad inicial. Los perfiles de densidad que son inestables se asocian con pendientes positivas en el ajuste lineal correspondiente. Conforme pasa el tiempo y transcurre el proceso de mezcla se observa que los ajustes lineales asociados van modificando su pendiente que cada vez es más negativa. Esto significa que el perfil de densidad se está volviendo estable, es decir, la densidad es mayor en la parte inferior del perfil. Por tanto, el comportamiento temporal de los perfiles de densidad se caracteriza por su evolución desde un perfil inestable hasta uno claramente estable para todos los valores del número de Atwood como muestran las anteriores figuras.

A continuación, se muestran diferentes evoluciones temporales de los perfiles verticales promedio de densidad correspondientes a experimentos realizados con el gel menos viscoso asociados a distintos valores del número de Atwood A .

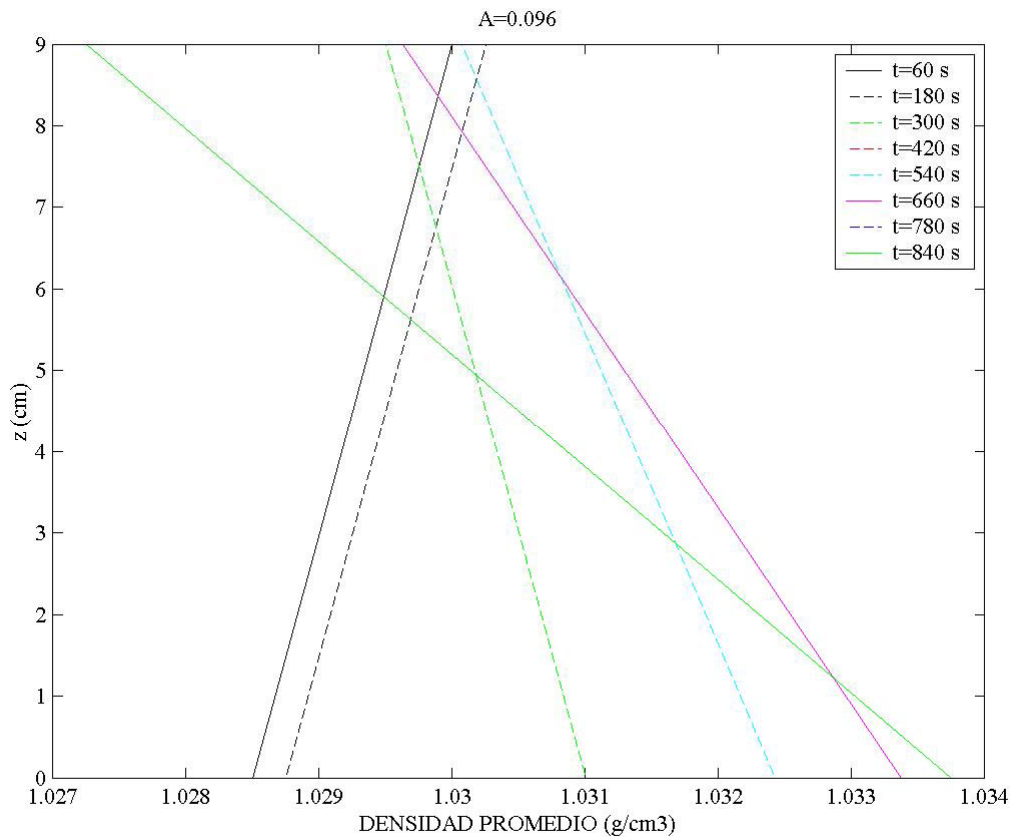


Figura VI.19. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso y número de Atwood $A=0.010$.

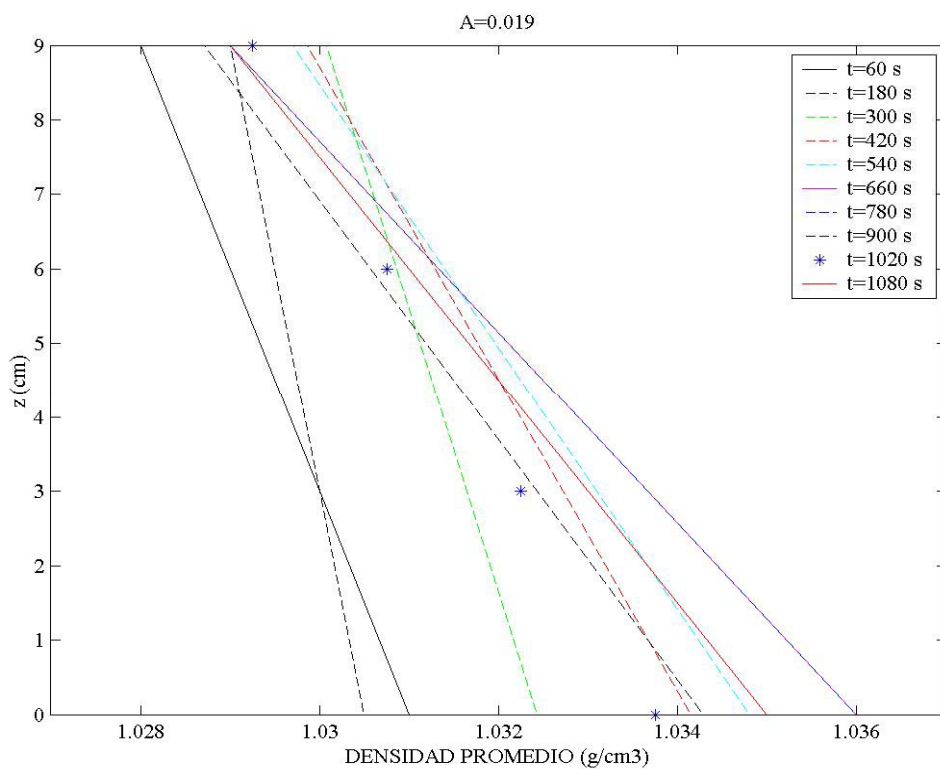


Figura VI.20. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso y número de Atwood $A=0.019$.

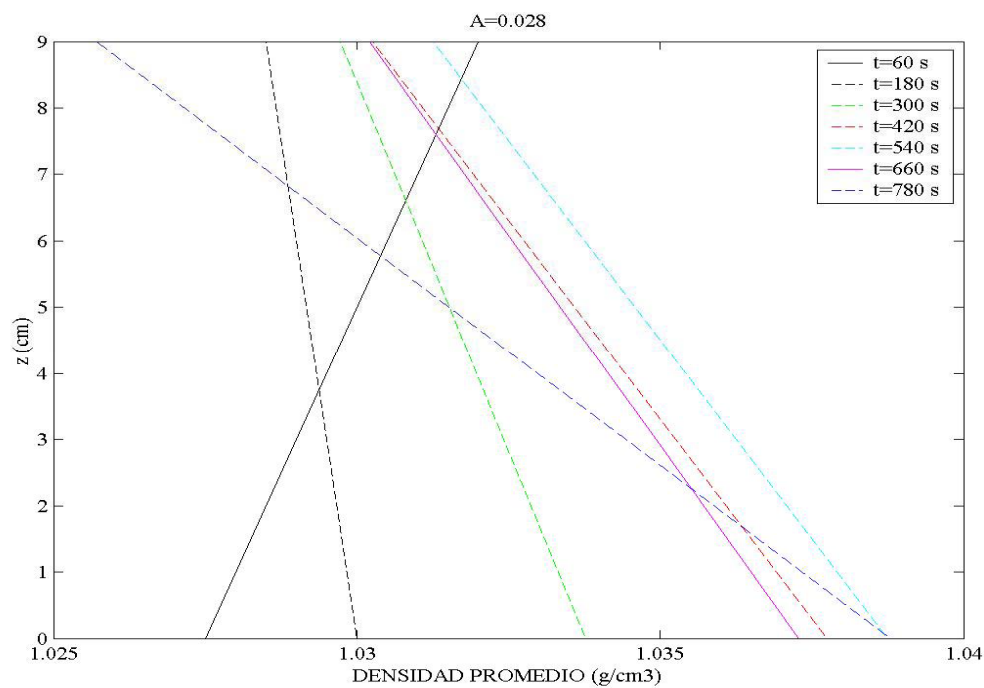


Figura VI.21. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso y número de Atwood $A=0.028$.

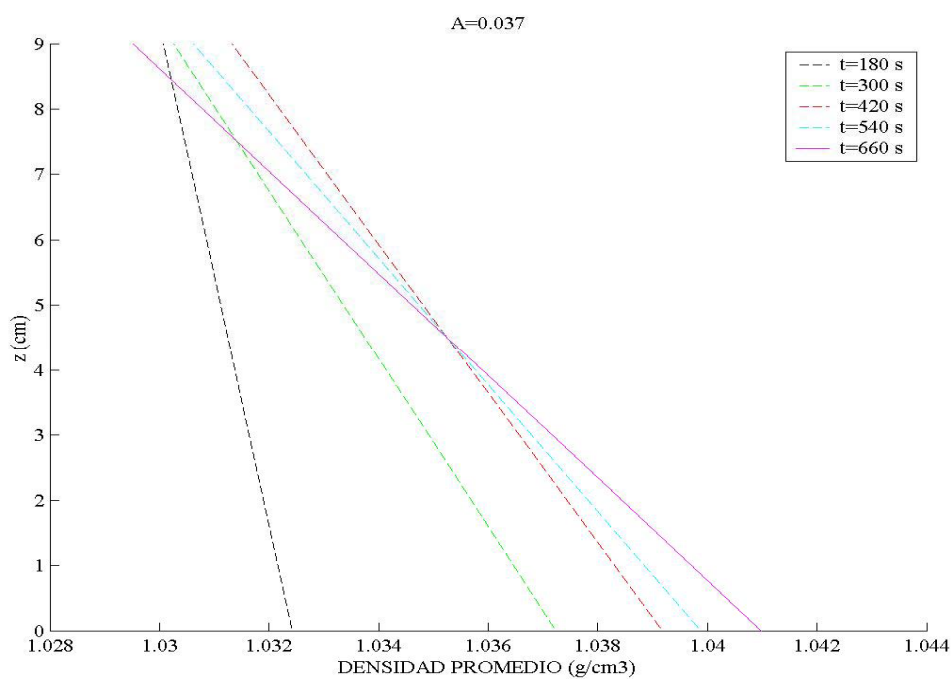


Figura VI.22. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso y número de Atwood $A=0.037$.

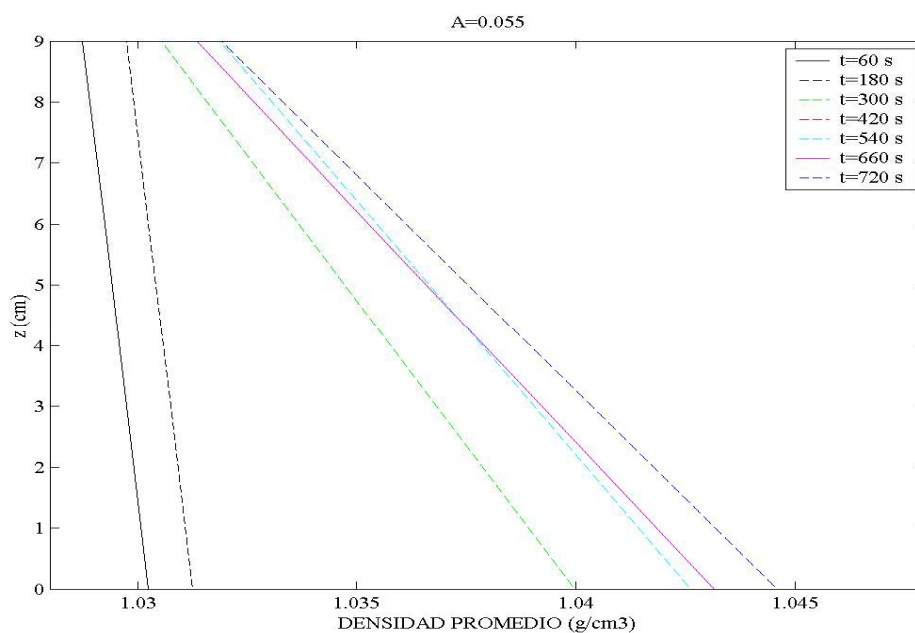


Figura VI.23. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso y número de Atwood $A=0.055$.

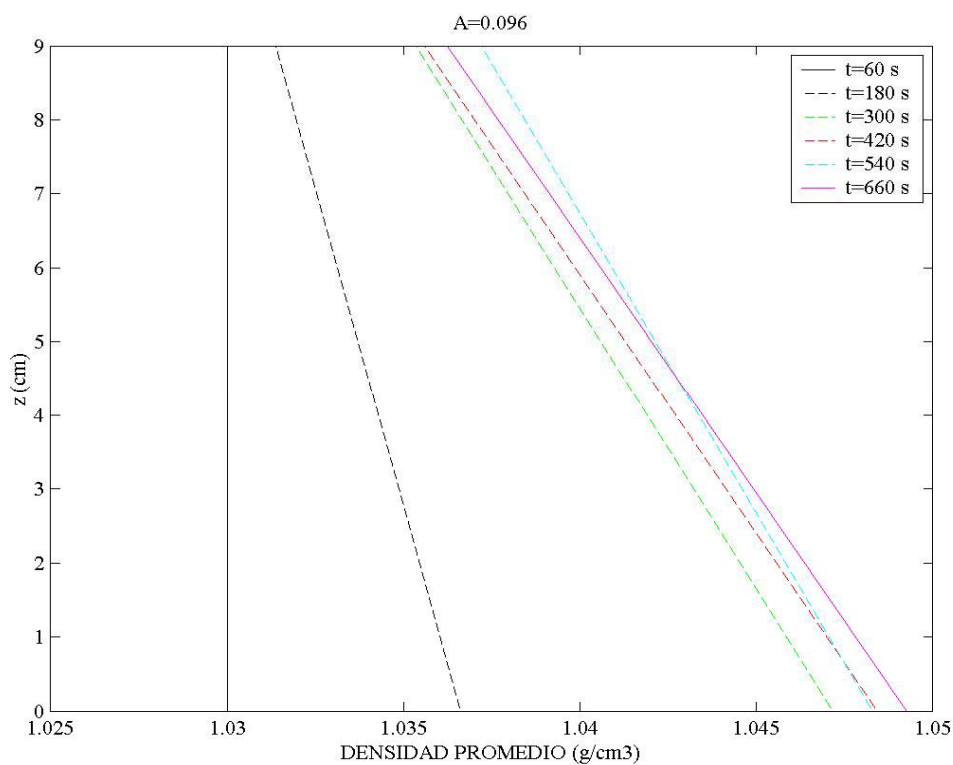


Figura VI.24. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso y número de Atwood $A=0.096$.

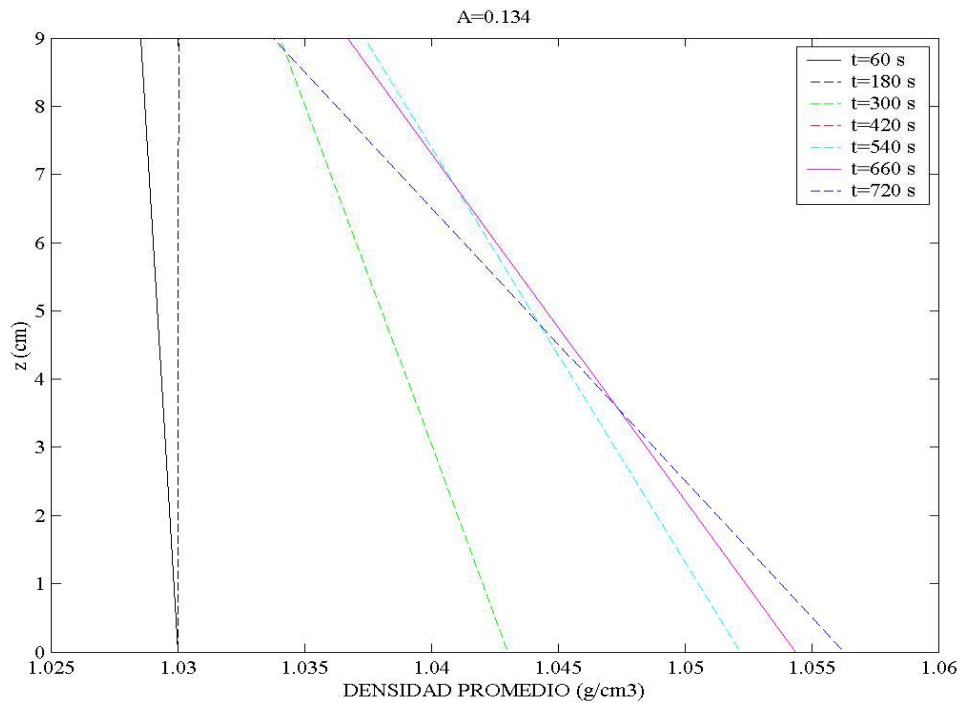


Figura VI.25. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos realizados con el gel CMC menos viscoso y número de Atwood $A=0.134$.

A grandes rasgos la evolución temporal de los perfiles verticales de densidad asociados a los experimentos realizados con el gel menos viscoso es análoga a la presentada en las figuras VI.11 a VI.18 correspondientes a los experimentos hechos con el gel más viscoso. De nuevo, los perfiles verticales de densidad corresponden a valores promedio realizados cada 60 segundos. Las figuras VI.19 a VI.21 muestran la evolución temporal del perfil de densidad correspondiente a números de Atwood pequeños, las figuras VI.22 y VI.23 están asociadas a valores intermedios de este parámetro adimensional mientras que las figuras VI.24 y VI.25 corresponden a valores grandes del número de Atwood.

Los perfiles de densidad correspondientes a los primeros instantes de la evolución representados en algunas de las figuras son inestables y los ajustes lineales asociados tienen pendientes positivas. Según transcurre el proceso de mezcla, los ajustes lineales correspondientes a los perfiles de densidad modifican su pendiente que pasa de ser positiva a negativa. Por tanto, el comportamiento temporal de los perfiles de densidad se caracteriza, de nuevo, por su evolución desde un perfil inestable hasta uno claramente estable.

La comparación de la evolución de los ajustes lineales correspondientes a los perfiles verticales de densidad obtenidos bajo diferentes condiciones experimentales – número de Atwood y gel - es más adecuada realizarla por medio del estudio de la evolución de las pendientes asociadas a dichos ajustes. La tabla VI.1 del Apéndice VI.1 muestra los valores de las mencionadas pendientes correspondientes a los ajustes lineales hechos a los perfiles de densidad obtenidos en experimentos realizados con el gel más viscoso. Por otra parte, la tabla VI.2 del Apéndice VI.1 es equivalente a la anterior en el sentido de que aparecen las mismas magnitudes pero ahora los valores corresponden a los perfiles de densidad obtenidos en experimentos realizados con el gel menos viscoso. De nuevo, se muestran los valores de las pendientes asociadas a los ajustes lineales junto con el tiempo adimensional correspondiente a la posición de cada perfil de densidad.

El análisis de la evolución temporal de los perfiles de densidad pasa por el estudio del comportamiento a lo largo del tiempo de las pendientes asociadas a los ajustes lineales hechos a los perfiles de densidad, que se muestran en las tablas anteriores. El estudio de este último comportamiento se realiza mediante la representación gráfica de la pendiente del ajuste en función del tiempo adimensional. Si representásemos de esta forma todos los datos mostrados en las dos tablas

anteriores, la gran acumulación de puntos impediría apreciar ningún comportamiento global con claridad. Por ello, se seleccionan sólo 3 valores del número de Atwood de cada tabla, es decir, por cada gel. A continuación se representan sus pendientes C respectivas en función del tiempo adimensional t/t^* para cada valor del número de Atwood y a estos datos de las pendientes se les aplica un nuevo ajuste empírico lineal con vistas a entender mejor el comportamiento que tiene lugar. Respecto al tiempo adimensional t/t^* decir que esta adimensionalización se obtiene dividiendo el tiempo t asociado al transcurso del experimento entre la duración temporal máxima correspondiente al conjunto de pruebas realizadas con el mismo número de Atwood. El tiempo adimensional t/t^* permite la comparación del comportamiento obtenido en procesos de mezcla realizados con diferentes números de Atwood.

La tabla VI.3 muestra los valores de la pendiente para experimentos realizados con el gel más viscoso y los 3 valores del número de Atwood elegidos. Y la tabla VI.4 muestra los valores correspondientes para las pruebas hechas con el gel menos viscoso y los 3 valores seleccionados del número de Atwood. Los valores elegidos del número de Atwood pretender cubrir todo el rango experimentalmente utilizado y, por ello, se selecciona una valor pequeño, uno intermedio y otro grande. La primera columna muestra el número de Atwood A seleccionado, la segunda representa el número de orden que da la posición temporal del perfil de densidad, la tercera es el tiempo adimensional t/t^* correspondiente al perfil de densidad y la cuarta y última columna es la pendiente C asociada a los ajustes lineales que representan a los perfiles de densidad.

NÚMERO DE ATWOOD, A	NÚMERO DEL PERFIL	TIEMPO ADIMENSIONAL, t/t^*	PENDIENTE, C
0.014	1	0.063	-6000
0.014	2	0.125	-3000
0.014	3	0.188	-6000
0.014	4	0.25	-6000
0.014	5	0.313	-3000
0.014	6	0.375	-3818.182
0.014	7	0.438	-3000
0.014	8	0.5	-2228.571
0.014	9	0.563	-1909.091
0.014	10	0.625	-1909.091
0.014	11	0.688	-1909.091
0.014	12	0.75	-1909.091
0.014	13	0.813	-1764.706
0.014	14	0.875	-1800
0.014	15	0.938	-1909.091
0.014	16	1	-1728.814
0.071	4	0.364	-970.588
0.071	5	0.455	-163.648
0.071	6	0.545	-122.392
0.071	7	0.636	-125.936
0.071	8	0.727	-125.936
0.071	9	0.818	-117.698
0.071	10	0.909	-120.97
0.071	11	1	-79.388
0.111	1	0.083	-6000
0.111	2	0.167	-6000
0.111	3	0.25	-1200
0.111	4	0.333	-145.46
0.111	5	0.417	-122.183
0.111	6	0.5	-100.007
0.111	7	0.583	-91.354
0.111	8	0.667	-91.774
0.111	9	0.75	-91.774
0.111	10	0.833	-83.381
0.111	11	0.917	-83.381
0.111	12	1	-66.721

Tabla VI.3. Datos correspondientes a experimentos realizados con una distribución inestable de densidad y con el gel más viscoso. Selección de tres valores del número de Atwood, A: 0.014, 0.071 y 0.111. Se muestra el número de orden del perfil de densidad junto con su tiempo adimensional t/t^* correspondiente y la pendiente C del ajuste lineal.

NÚMERO DE ATWOOD, A	NÚMERO DEL PERFIL	TIEMPO ADIMENSIONAL, t/t^*	PENDIENTE, C
0.019	1	0.056	-3000
0.019	3	0.167	-6000
0.019	4	0.222	-6000
0.019	5	0.278	-3818.182
0.019	6	0.333	-2100
0.019	7	0.389	-2100
0.019	8	0.444	-2100
0.019	9	0.5	-1764.706
0.019	10	0.556	-1411.765
0.019	11	0.611	-1285.714
0.019	12	0.667	-1228.916
0.019	13	0.722	-1285.714
0.019	14	0.778	-1252.747
0.019	15	0.833	-1615.385
0.019	16	0.889	-1764.706
0.019	17	0.944	-2000
0.019	18	1	-1500
0.076	1	0.1	-6000
0.076	2	0.2	-4500
0.076	3	0.3	-2500
0.076	4	0.4	-1520
0.076	5	0.5	-762.215
0.076	6	0.6	-695.418
0.076	7	0.7	-700
0.076	8	0.8	-700
0.076	9	0.9	-762.215
0.076	10	1	-762.215
0.135	1	0.083	-6000
0.135	4	0.333	-1728.814
0.135	5	0.417	-1000
0.135	6	0.5	-608.696
0.135	7	0.583	-608.696
0.135	8	0.667	-608.696
0.135	9	0.75	-608.696
0.135	10	0.833	-608.696
0.135	11	0.917	-508.772
0.135	12	1	-399.281

Tabla VI.4. Datos correspondientes a experimentos realizados con una distribución inestable de densidad y con el gel menos viscoso. Selección de tres números de Atwood, A: 0.019, 0.076 y 0.135. Se muestra el número de orden del perfil de densidad junto con su tiempo adimensional t/t^* correspondiente y la pendiente C asociada al ajuste lineal hecho al perfil de densidad.

A continuación, se muestran las representaciones gráficas de la pendiente C en función del tiempo adimensional exclusivamente para los números de Atwood anteriormente seleccionados. La figura VI.26 hace referencia a experimentos realizados con el gel más viscoso y condiciones inestables, mientras que la figura VI.27 corresponde a pruebas hechas con el gel menos viscoso y también condiciones inestables.

Las figuras VI.26 y VI.27 muestran los ajustes empíricos de tipo lineal realizados a los datos de la pendiente C^2 en función del tiempo adimensional t/t^* . El objetivo que se presente lograr con estos últimos ajustes es clarificar el comportamiento de la pendiente de los perfiles de densidad en función del tiempo, del número de Atwood y de gel utilizado. Para evitar errores hay que recordar que la evolución temporal de los perfiles de densidad ha sido representada por la de un ajuste lineal cuya pendiente denotamos como C . Para cada número de Atwood seleccionado obtenemos tantos valores de la pendiente C como perfiles de densidad tengamos. Por otra parte, se realiza un ajuste lineal, cuya pendiente denotamos como D , a estos puntos que representan las pendientes C .

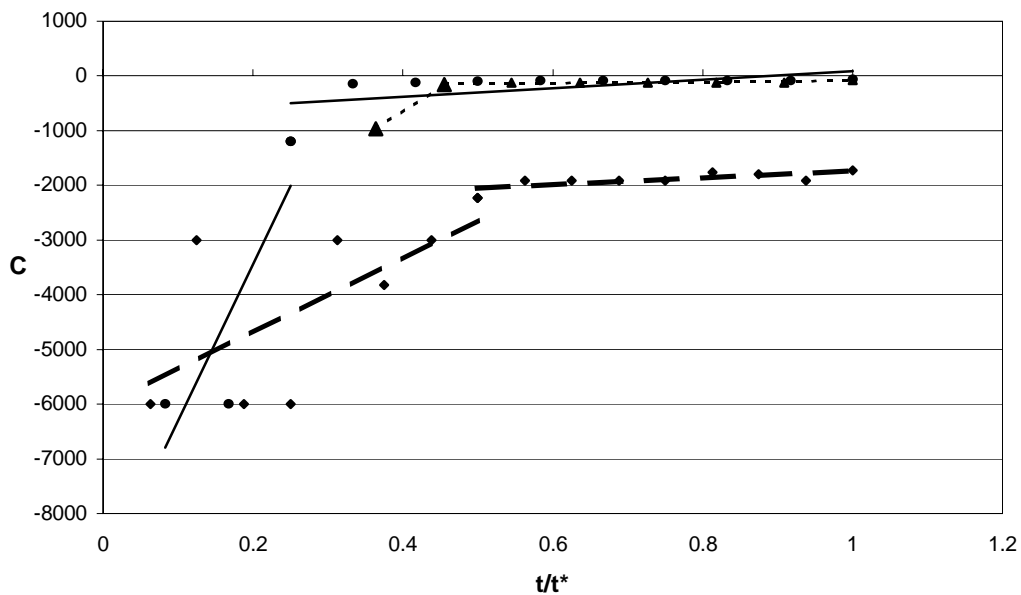


Figura VI.26. Evolución temporal de la pendiente C de los ajustes lineales asociados a los perfiles de densidad para experimentos con el gel más viscoso. Números de Atwood seleccionados: $A=0.014$ (\diamond), $A=0.071$ (\blacktriangle) y $A=0.111$ (\bullet). Se muestran también los ajustes lineales realizados a los datos mostrados.

² Remarcamos que esta pendiente C está asociada a los ajustes lineales que se han realizado a los perfiles verticales de densidad.

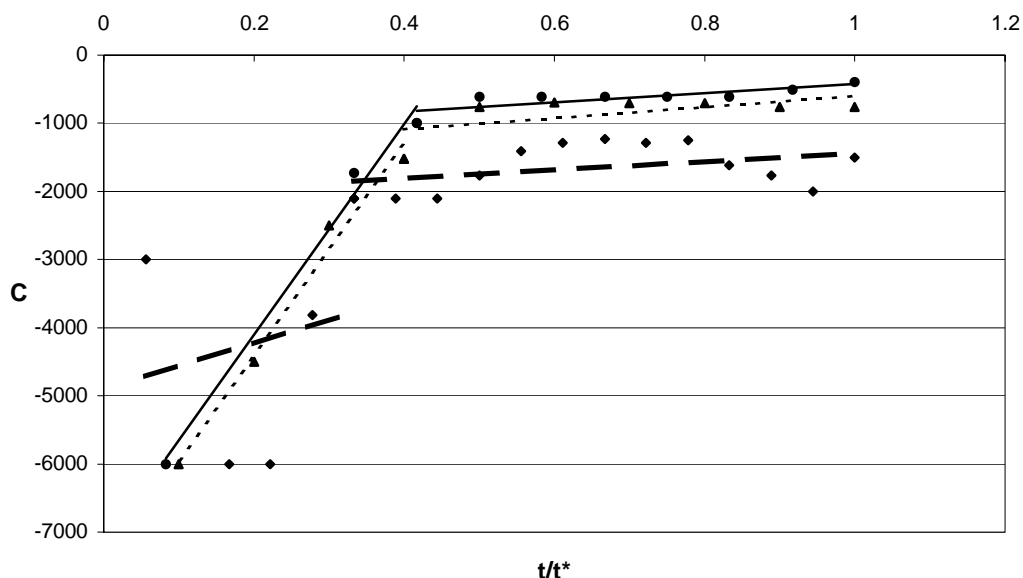


Figura VI.27. Evolución temporal de la pendiente C de los ajustes lineales asociados a los perfiles de densidad para experimentos con el gel menos viscoso. Números de Atwood seleccionados: $A=0.019$ (♦), $A=0.076$ (▲) y $A=0.135$ (●). Se muestran también los ajustes lineales realizados a los datos mostrados.

La tabla VI.5 muestra el número de Atwood, la rama o zona en que se ha hecho el ajuste, la pendiente D y el coeficiente de correlación que indica la bondad de estos últimos ajustes lineales.

	NÚMERO ATWOOD, A	PENDIENTE RAMA 1, D_1	PENDIENTE RAMA 2, D_2	CORRELACIÓN RAMA 1, r_1^2	CORRELACIÓN RAMA 2, r_2^2
GEL MÁS VISCOSO	0.014	6847.4	629.96	0.43	0.56
	0.071	8867.5	103.62	1	0.69
	0.111	28685	789.04	0.75	0.32
GEL MENOS VISCOSO	0.019	3413.6	615.06	0.04	0.15
	0.076	15440	810.28	0.98	0.34
	0.135	15455	671.96	0.99	0.64

Tabla VI.5. Valores de los ajustes lineales realizados a los datos correspondientes al comportamiento de la pendiente C en función del tiempo adimensional t/t^* para los valores seleccionados del número de Atwood. Se presenta la pendiente y el coeficiente de correlación de esos ajustes desglosados en las dos ramas que se aprecian en el comportamiento de C .

A partir de las figuras VI.26, VI.27 y de la tabla VI.5 se deducen las siguientes conclusiones. Las figuras VI.26 y VI.27 muestran que el comportamiento de la pendiente C se modifica cuando ha transcurrido aproximadamente el 40% del tiempo total para ambos geles (aunque el comportamiento asociado al gel más viscoso se dispersa algo del anterior valor). Esta modificación consiste en un cambio en el crecimiento que presenta la pendiente C , y que se manifiesta con un cambio de curvatura. Como consecuencia, podemos decir que el comportamiento de la pendiente C tiene 2 ramas. La rama primera se extiende desde el inicio hasta que el tiempo adimensional t/t^* alcanza un valor aproximado de 0.4 y se caracteriza por un crecimiento más rápido de los valores de la pendiente C . La rama segunda va desde el valor de 0.4 hasta que se completa el período temporal, luego ocupa un 60% del total y se caracteriza por un crecimiento mucho más lento de la pendiente C e incluso en algunos casos sin apenas modificación de su valor. Por otra parte, y a grandes rasgos, no existe diferencia de comportamiento en función del gel utilizado.

En la primera rama se observa que la pendiente C aumenta bastante según transcurre el tiempo. Además, la pendiente D de los ajustes lineales realizados al comportamiento de la pendiente C en función del tiempo adimensional crece al aumentar el número de Atwood tanto para el gel más viscoso como para el de menor viscosidad. Por tanto, estos últimos ajustes lineales van siendo cada vez más verticales, como si giraran en sentido antihorario. Esto significa que la pendiente C de los perfiles de densidad cada vez es mayor tanto al aumentar el tiempo como el número de Atwood, es decir, los perfiles de densidad asociados corresponden a una situación cada vez más estable.

En la segunda rama la pendiente D de los ajustes lineales mostrados en las figuras VI.26 y VI.27 la pendiente C aumenta lentamente con el tiempo y su valor se modifica poco. Además, su valor es mucho menor que el de la rama primera lo que corrobora el hecho de que la pendiente C de los perfiles de densidad apenas varía su valor con el tiempo. Por otra parte, la pendiente D de los ajustes lineales realizados al comportamiento de la pendiente C en función del tiempo adimensional se mantiene con un valor aproximadamente del mismo orden al aumentar el número de Atwood tanto para el gel más viscoso como para el de menor viscosidad siendo los ajustes aproximadamente paralelos. Por tanto, durante la segunda rama, que representa la parte final de la duración total, los perfiles de densidad modifican menos su pendiente tanto con el tiempo como con el número de Atwood si los comparamos

con la primera rama. Este resultado concuerda con el hecho de que se está llegando al final del experimento y que, por tanto, la estabilidad del perfil de densidad se modifica poco.

VI.4.2 EVOLUCIÓN TEMPORAL DE LA ALTURA DE LA CAPA MEZCLADA

La altura de la capa mezclada h_M representa la altura a la que se sitúa la interfase estable de densidad que delimita superiormente la capa mezclada y la separa de la capa ligera que no ha participado en el proceso de mezcla (figuras III.23 y V.3). El apartado VI.2 describe el comportamiento global de la altura de la capa mezclada en función del número de Atwood. El presente apartado muestra los resultados obtenidos tras realizar el estudio de la evolución temporal de la altura de la capa mezclada tanto para experimentos realizados con el gel más viscoso como el menos viscoso para todo el rango de valores del número de Atwood A elegido.

El objetivo que se pretende lograr es analizar cómo es el crecimiento de la altura de la capa mezclada h_m a lo largo de la etapa final del proceso de mezcla turbulenta. Para ello, es necesario obtener medidas del tiempo y del desplazamiento vertical de la interfase estable de densidad cuya posición es la altura h_m . El apartado III.3.3.2 presenta detalladamente el procedimiento utilizado para analizar la evolución temporal de la altura de la capa mezclada. Dicho estudio se realiza a partir de las digitalizaciones de los vídeos grabados a los experimentos y que han sido obtenidas con la aplicación Adobe Premiere 5.0.

El análisis del comportamiento temporal de la altura de la capa mezclada se realiza a partir de los fotogramas correspondientes a la etapa final del proceso de mezcla parcial, es decir, se consideran sólo los últimos segundos de la secuencia de digitalización. Dichos fotogramas muestran la capa mezclada en estado de crecimiento junto con numerosas ondas de gravedad que sufren procesos de ruptura, destacando la intensa microestructura turbulenta existente en esta capa mezclada durante su proceso de formación. Por tanto, los penachos turbulentos, el frente convectivo y la corriente de gravedad ya han desaparecido y el flujo fluido ha interactuado plenamente con el fondo de la cubeta experimental.

El número de fotogramas implicados en el análisis es variable, dependiendo del tipo de desarrollo que tiene lugar en el proceso de mezcla parcial, de la duración del mismo y de la separación temporal entre dichos fotogramas. El número de orden

de un fotograma dentro de la secuencia de la digitalización nos proporciona el instante temporal al que corresponde.

La medida de la posición vertical de la interfase estable o altura h_m en cada fotograma plantea una serie de problemas que condicionan el procedimiento utilizado. Dicha interfase se caracteriza por no ser horizontal – dado que existe un proceso de crecimiento de la capa mezclada - y por ser físicamente continua. Esto implicaría que es preciso realizar un número infinito de medidas para determinar la posición de la interfase y esto no es posible. Dado que las medidas son discretas es preciso elegir en qué puntos de dicha interfase se realizan. Con este fin se construye una malla que se superpone a cada uno de los fotogramas en los que se tienen que realizar las medidas de la altura de la capa mezclada h_M . Esta rejilla está constituida por 10 líneas verticales separadas una distancia de 1 cm –en el digitalizador- y no tiene líneas horizontales. Tras superponer esta rejilla, se buscan sus puntos de intersección con la interfase estable y se mide el valor de su posición vertical. Puesto que la malla es siempre la misma eso implica que dichos puntos de intersección estarán siempre en la misma posición horizontal. Por tanto, horizontalmente se marcan siempre los mismos puntos sobre la interfase estable separados una distancia constante de 1 cm según el digitalizador. Esta posición vertical variará en función del crecimiento de la capa mezclada, es decir, de la altura de la interfase estable. Por tanto, la mencionada posición vertical representará la evolución temporal de la altura h_m de la capa mezclada.

La aplicación del procedimiento de medida descrito se inicia por el último fotograma de la secuencia de digitalización, es decir, se procede en el sentido contrario de la evolución temporal. El motivo es la existencia de un mejor contraste y una mejor identificación de los puntos de intersección en el último fotograma en el que la capa mezclada está plenamente constituida y la interfase estable es nítida.

El último fotograma no proporciona el origen de tiempos. El primer fotograma de la secuencia de digitalización, denominado fotograma de referencia, es el que proporciona dicho origen temporal al que se referirán el resto de los fotogramas utilizados para determinar su tiempo correspondiente (apartado III.3.3.2).

Este último fotograma de la digitalización muestra la cubeta experimental con el sistema fluido en su estado final constituido por la capa mezclada separada de la

capa ligera que no ha sufrido mezcla por la interfase estable de densidad encima de la cual se sitúa el estrato de gel CMC. Además, se observan las sondas de conductividad en sus respectivas posiciones como se muestra en la figura VI.28.

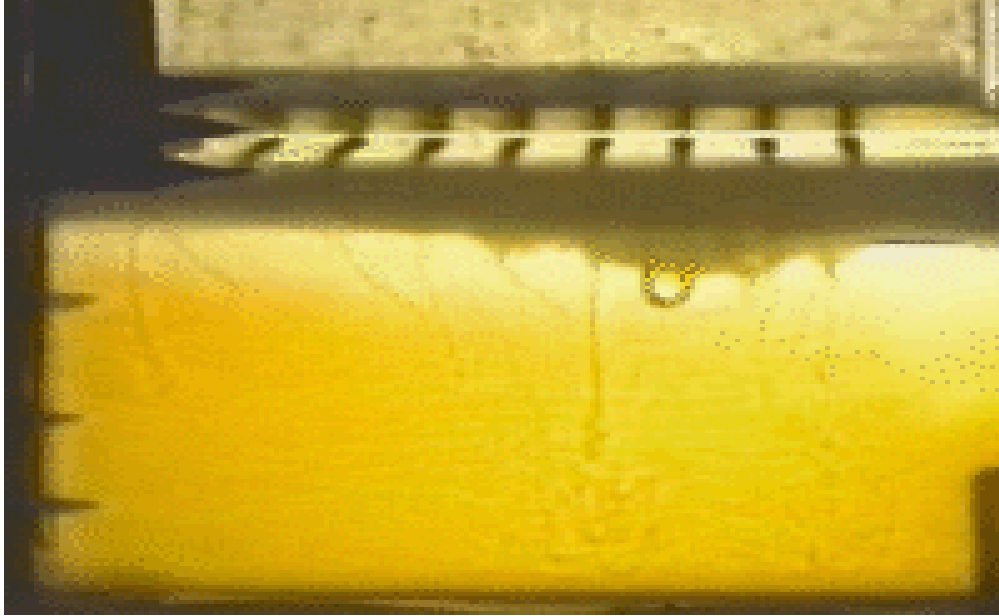


Figura VI.28. Último fotograma de la digitalización correspondiente a una prueba experimental realizada con el gel menos viscoso ($\rho_G = 1.02 \text{ g/cm}^3$) y número de Atwood $A = 0.037$. Se observan las sondas conductividad y se identifican la capa mezclada y la interfase estable de densidad.

Por tanto, tras la digitalización de una prueba experimental y la obtención de la secuencia temporal correspondiente, se selecciona el último fotograma de la misma y se le superpone la rejilla vertical. Entonces se identifican los puntos de intersección y se numeran de izquierda a derecha; a continuación, se miden sus posiciones verticales, y se anota el instante temporal al que corresponden según el proceso de digitalización.

Las medidas de la posición vertical de los puntos de intersección han de referirse a un origen espacial. Los fotogramas proporcionados por el proceso de digitalización tenían el origen de las medidas de espacio situado en la parte superior derecha del fotograma como se muestra en la figura VI.29. Sin embargo, este origen no es adecuado para determinar la posición de la altura de la capa mezclada h_M dado su significado físico, siendo más natural situar el origen de espacios en la parte inferior del fotograma que se corresponde con el fondo de la cubeta experimental. Dado que ambos orígenes espaciales no coinciden, es preciso realizar una

transformación consistente en restar a la altura total del fotograma L la medida obtenida para la posición vertical de la interfase de densidad como se aclara en la figura VI.29. El resultado de dicha diferencia es la altura h_M referida a su origen espacial situado en el fondo de la cubeta experimental.

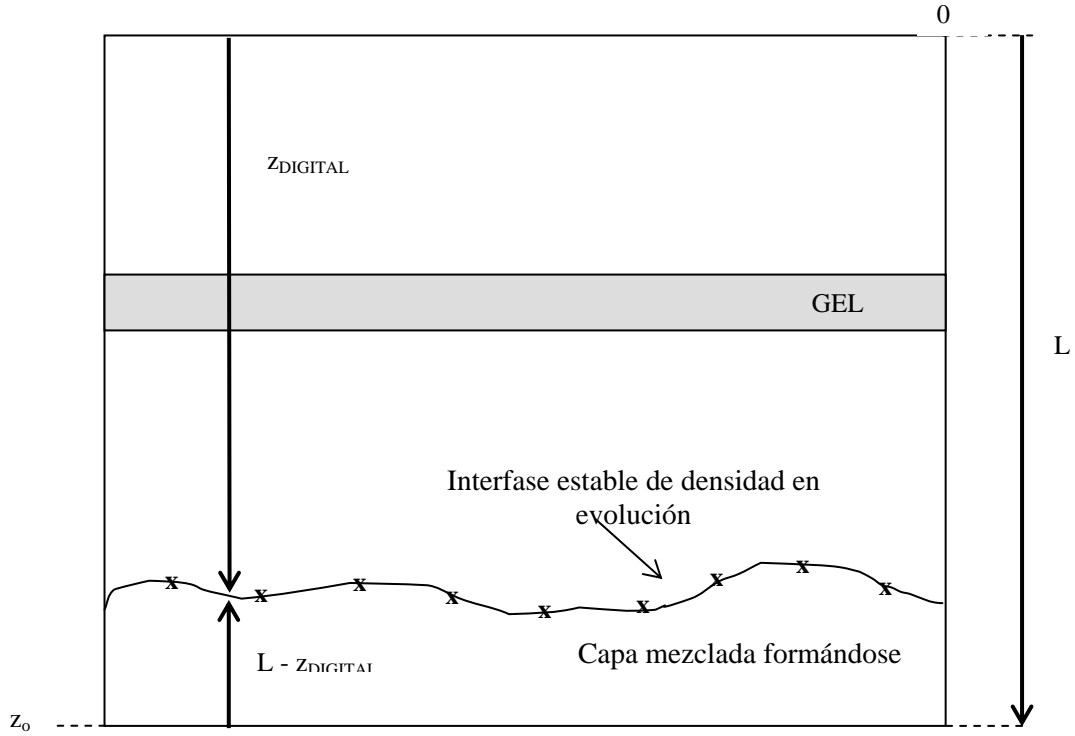


Figura VI.29. Representación esquemática de un fotograma correspondiente a un estado intermedio del proceso de mezcla parcial. Se indica el origen espacial que impone la digitalización (0) y el origen de alturas seleccionado para medir la posición de la interfase estable de densidad (z_0). La altura total del fotograma es L y $z_{DIGITAL}$ es la medida dada por la digitalización de la posición vertical de la interfase estable de densidad. Entonces, $L - z_{DIGITAL}$ es la altura física de la capa mezclada en formación según el fotograma.

A continuación, se selecciona el penúltimo fotograma aplicando el mismo procedimiento, es decir, se anota la posición vertical de los mismos puntos de intersección junto con el tiempo del correspondiente fotograma, que está referido al del fotograma de referencia. Así se procede sucesivamente yendo hacia atrás en el tiempo hasta alcanzar el que se considera el último fotograma objeto de análisis - no es el último fotograma de la secuencia de digitalización - cuya elección se realiza en función del grado de nitidez de la interfase estable cuya altura se desea conocer.

El número de medidas espaciales de la altura de la capa mezclada h_M es de 10 siendo el mismo para cada fotograma analizado, es decir, para cada instante del

tiempo elegido. Esto permite realizar un promedio de estos 10 valores que suministra el valor medio de la altura h_m en el instante temporal correspondiente al fotograma analizado. De esta forma, se obtiene la evolución temporal de la posición de la interfase estable de densidad.

En las siguientes figuras se muestran una serie de fotogramas que permiten apreciar la evolución de la altura de la capa mezclada h_m a lo largo del tiempo y, por tanto, apreciar la dificultad de su medida.

La figura VI.30(1) es el primer fotograma en el que se toman medidas porque en él puede vislumbrarse una región mezclada en el fondo de la cubeta experimental. Desde las figuras VI.30(2) a VI.30(6) se observa el crecimiento de esta región así como las fluctuaciones de su borde superior en el que se han de realizar las medidas descritas en este apartado. Finalmente desde la figura VI.30 (7) hasta la VI.30(9) se observa claramente la capa mezclada ya formada, pero con distinto grado de microestructura turbulenta. Además, se observa la interfase estable de densidad que la delimita superiormente y cuya posición apenas se modifica. La visualización no permite apreciar la existencia de ondas internas en esta interfase estable.

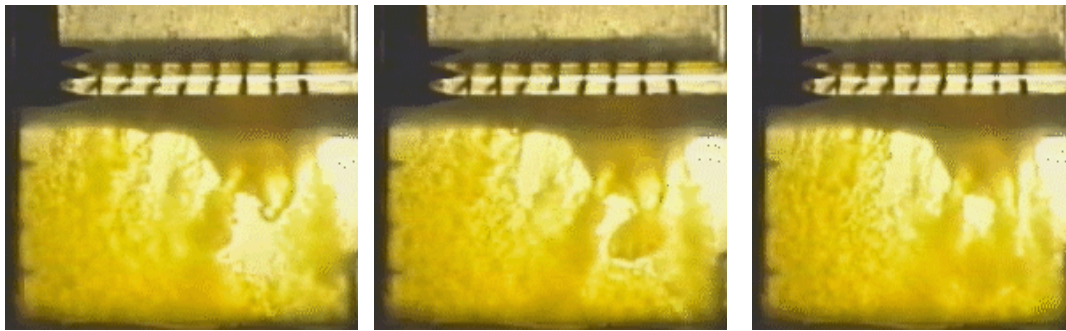


Figura VI.30(1). El proceso de mezcla invade la cubeta experimental ($t= 3.64$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

Figura VI.30(2). Empieza a vislumbrarse en la parte inferior una zona de mezcla con microestructura turbulenta ($t= 4.04$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

Figura VI.30(3). La zona en la que sucede la mezcla aumenta de espesor ($t= 4.44$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

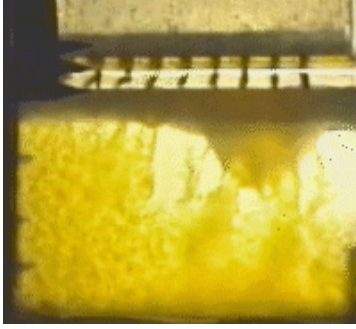


Figura VI.30(4). La zona mezclada se sitúa en el fondo de la cubeta experimental y no tiene un límite superior definido ($t= 5.24$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

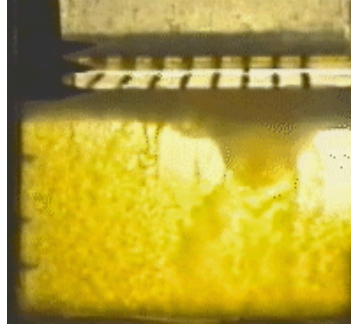


Figura VI.30(5). La zona mezclada inferior evoluciona constantemente por el proceso de mezcla y con ella su contorno ($t= 6.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

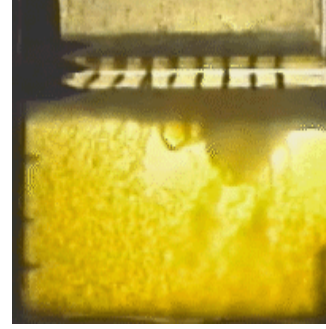


Figura VI.30(6). Se observa que la zona mezclada posee una notable microestructura turbulenta ($t= 8.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

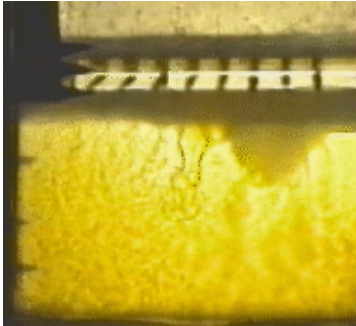


Figura VI.30(7). El proceso de mezcla turbulenta con estructura fina ocupa toda la cubeta experimental ($t= 9.64$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

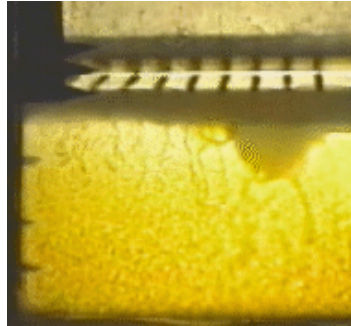


Figura VI.30(8). El proceso de mezcla comienza a disminuir y la microestructura decae. La capa mezclada empieza a delimitarse ($t= 12.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

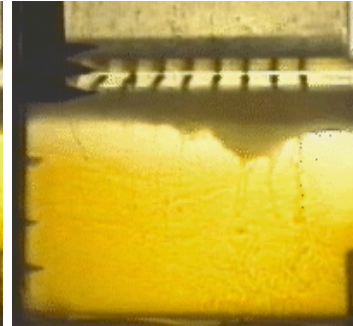


Figura VI.30(9). Estado final que alcanza el sistema fluido experimental tras el proceso de mezcla turbulenta. Se observa nítidamente la capa mezclada y su altura ($t= 42.84$ s). Características: $\rho_{Gel}=1.02$ g/cm³ y $A= 0.037$.

La evolución temporal de la altura de la capa mezclada h_m debería tener las siguientes características desde el punto de vista cualitativo. Dicha evolución consideramos que se inicia durante la etapa intermedia del proceso de mezcla parcial en la que comienza la formación de la capa mezclada cuya espesor sufre numerosas fluctuaciones. Estas variaciones están causadas, en primer lugar, por el efecto del *rebote* del frente convectivo de los penachos turbulentos y de la corriente de gravedad al interaccionar con los contornos de la cubeta experimental. En segundo lugar, por la aparición de ondas internas que son consecuencia del crecimiento de

una estratificación estable en el seno del sistema fluido. Además, probablemente dichas ondas sufren procesos de ruptura lo que genera más turbulencia y provoca más variaciones en la altura de la capa mezclada h_m .

Conforme transcurre el tiempo, el proceso de mezcla parcial entra en su etapa final y se constituye la capa mezclada delimitada superiormente por una interfase estable de densidad perfectamente nítida. Dicha interfase es recorrida por ondas internas que no sufren procesos de ruptura. Por todo ello, es de esperar que la altura h_m oscile por la presencia de dichas ondas, pero que no sufren fluctuaciones grandes e incontroladas como en el principio de su evolución. Finalmente, la altura de la interfase estable de densidad alcanza un valor constante cuando las mencionadas ondas se amortiguan con el tiempo y desaparecen.

Los resultados cuantitativos, y en forma adimensional, relativos a la evolución temporal de la altura de la capa mezclada h_M obtenidos a partir del procedimiento anteriormente descrito se presentan en las siguientes figuras. La adimensionalización de la posición vertical de la interfase estable de densidad tiene lugar dividiéndola entre el valor de la altura final de la capa mezclada. Por otra parte, para tener relaciones entre parámetros adimensionales es necesario adimensionalizar el tiempo lo que se consigue dividiéndolo entre el tiempo que tarda en realizarse el proceso de mezcla o tiempo de mezcla t_M . Teóricamente, es el tiempo que tarda en mezclarse la capa densa con la fracción f de la capa ligera. Sin embargo, esta definición tan evidente en teoría, no lo es en la práctica. Por ello, se utiliza como criterio que esta magnitud es el tiempo que tarda la microestructura turbulenta en desaparecer - fenómeno identificable a través del “*shadowgraph*”- y en constituirse de forma nítida la capa mezclada delimitada por la interfase estable de densidad. La determinación práctica del tiempo de mezcla t_m se realiza mediante un método visual utilizando la grabación en vídeo de los experimentos realizados tanto con visualización directa del proceso de mezcla (técnica de fluorescencia inducida por luz) como con la técnica de “*shadowgraph*”.

La figura VI.31 muestra la evolución temporal de la altura adimensional de la capa mezclada correspondiente a experimentos realizados con el gel más viscoso. Dicha evolución se ha analizado para tres valores del número de Atwood que son representativos de todo el rango utilizado.

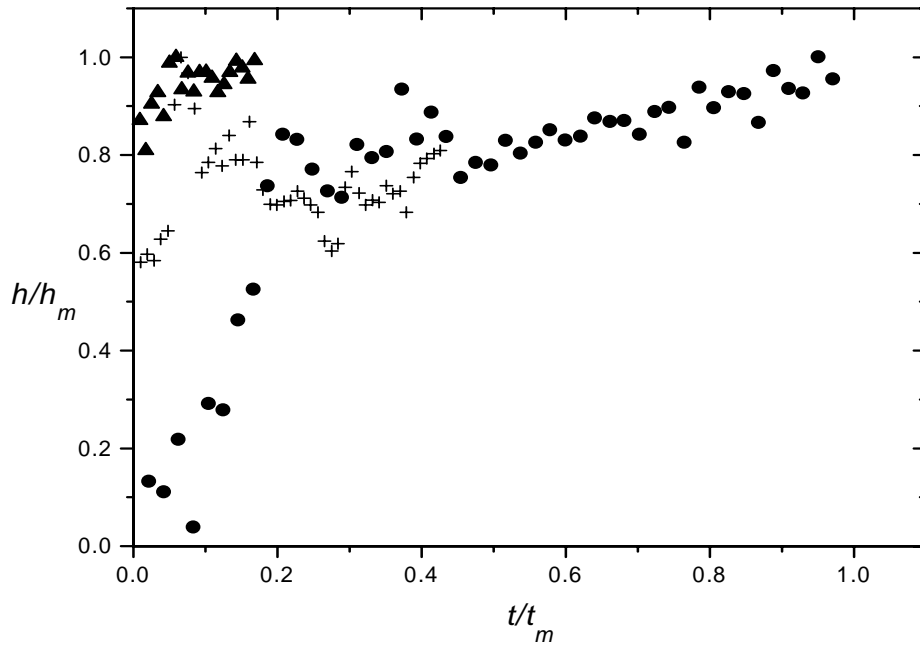


Figura VI.31. Evolución temporal de la altura adimensional de la capa mezclada para experimentos realizados con el gel más viscoso y diferentes valores del número de Atwood: +, $A=0.014$; ▲, $A=0.050$; ●, $A=0.130$.

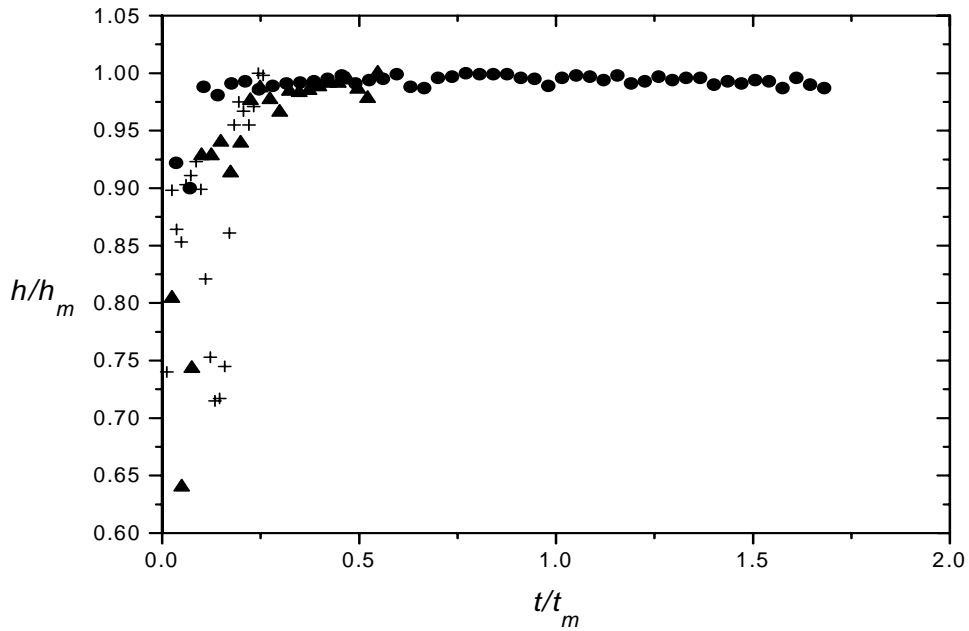


Figura VI.32. Evolución temporal de la altura adimensional de la capa mezclada para experimentos realizados con el gel menos viscoso y diferentes valores del número de Atwood: +, $A=0.019$; ▲, $A=0.055$; ●, $A=0.134$.

El comportamiento de la altura de la capa mezclada durante el proceso de mezcla que tiene lugar en experimentos realizados con el gel más viscoso se caracteriza por presentar valores bastante variables hasta que ha transcurrido del orden de un tercio del tiempo ($t/t_M=0.3$) e independientemente del número de Atwood como muestra la figura VI.31. A partir de este momento existen menos fluctuaciones en la mencionada altura. En general, se observa que se requiere poco tiempo para que se alcance aproximadamente el espesor definitivo de la capa mezclada. Por otra parte, no se observa un comportamiento claramente definido en función del número de Atwood. Parece ser que para los valores mayores de este parámetro adimensional se necesita más tiempo para alcanzar el tamaño final de la capa mezclada. Si el número de Atwood es menor rápidamente se constituye la interfase estable dado que la magnitud h/h_M pronto alcanza valores próximos a 1.

La figura VI.32 muestra la evolución temporal de la altura adimensional de la capa mezclada asociada a experimentos hechos con el gel menos viscoso para tres valores del número de Atwood representativos de todo el rango utilizado. De nuevo, las mayores fluctuaciones tienen lugar en el primer tercio del proceso para todo valor del número de Atwood, observándose que durante este intervalo temporal la magnitud h/h_M aumenta rápidamente hasta alcanzar valores próximos a 1, es decir, la capa mezclada evoluciona con rapidez y se constituye pronto la interfase estable de densidad situada a la altura h_M . A partir de este momento se observa claramente que se ha alcanzado el valor límite y aparecen exclusivamente pequeñas variaciones, semejantes a oscilaciones. Este comportamiento que acabamos de describir es más nítido para los experimentos realizados con el gel menos viscoso. Por otra parte, se observa que conforme aumenta el número de Atwood el tiempo requerido para que la altura adimensional se aproxime a los valores cercanos a la unidad disminuye.

VI.4.3 EVOLUCIÓN TEMPORAL DEL FRENTE CONVECTIVO DE LOS PENACHOS TURBULENTOS

El presente apartado se engloba dentro del estudio de la evolución temporal del proceso de mezcla parcial y persigue dos objetivos fundamentales. El primero es analizar el comportamiento del frente convectivo de los penachos turbulentos a lo largo del tiempo, a la vez que estudiar su velocidad de descenso. El frente convectivo de un penacho turbulento es el límite que separa la parte frontal del penacho del fluido ambiente que le rodea, marcando la posición vertical y el avance del penacho (apartado II.4.3.1). El segundo objetivo es la comparación entre el crecimiento de los frentes convectivos asociados a los penachos turbulentos y la evolución temporal del frente de una inestabilidad Rayleigh-Taylor pura (Linden & Redondo, 1991; Sharp, 1984). De esta forma, se intenta discernir cuál es la influencia de estos dos fenómenos sobre el desarrollo del proceso de mezcla turbulenta.

Esta discriminación entre los efectos de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor y los penachos turbulentos forzados es necesaria por las siguientes razones. El modelo de laboratorio (apartado III.2.1) y el procedimiento experimental (apartado III.2.3) no tienen por objetivo modelizar experimentalmente una inestabilidad de Rayleigh-Taylor – de hecho, el desarrollo del experimento de mezcla turbulenta se realiza a través del crecimiento de diversos penachos forzados y no mediante la evolución de una inestabilidad Rayleigh-Taylor-. Sin embargo, a nivel teórico sí se hace uso del concepto y definición de la eficiencia de mezcla correspondientes a esta inestabilidad (apartado V.3). El motivo es que nuestro modelo de laboratorio se podría aproximar idealmente por un sistema fluido en el que la capa densa estuviera situada en contacto directo sobre la capa ligera, situación que sí se corresponde con la de una inestabilidad Rayleigh-Taylor pura en superficie horizontal (Linden & Redondo, 1991; Sharp, 1984). Además, la parte frontal de un penacho turbulento presenta una estratificación inestable respecto del fluido ambiente, que es la capa ligera, al ser más denso. Por ello, sería de esperar que su crecimiento tuviera una componente del tipo cuadrático, que es propia de la inestabilidad Rayleigh-Taylor.

Por otra parte, conforme evolucionan los penachos turbulentos sus respectivos frentes convectivos individuales tienden a unirse y constituir un frente aproximadamente único que presenta numerosas concavidades y convexidades y que no siempre ocupa toda la extensión de la cubeta experimental. De esta forma, se crea

una gran subversión y este frente convectivo único separa la capa densa, que viene detrás en movimiento, de la capa ligera situación que se correspondería con una inestabilidad del tipo Rayleigh-Taylor pero dinámica, no estática. Por todo ello es posible pensar que ha de existir cierta influencia por parte del clásico crecimiento de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor en la evolución temporal del proceso (apartado II.3.3.1).

El análisis de los fotogramas obtenidos a partir de la digitalización permiten presentar el siguiente comportamiento cualitativo. La etapa inicial del experimento de mezcla turbulenta se caracteriza por la presencia de varios penachos turbulentos individuales cuyos frentes convectivos son perfectamente identificables como se muestra en las figuras VI.33 y VI.34. Por tanto, su crecimiento será el propio de un penacho turbulento (apartado II.4.3.1).

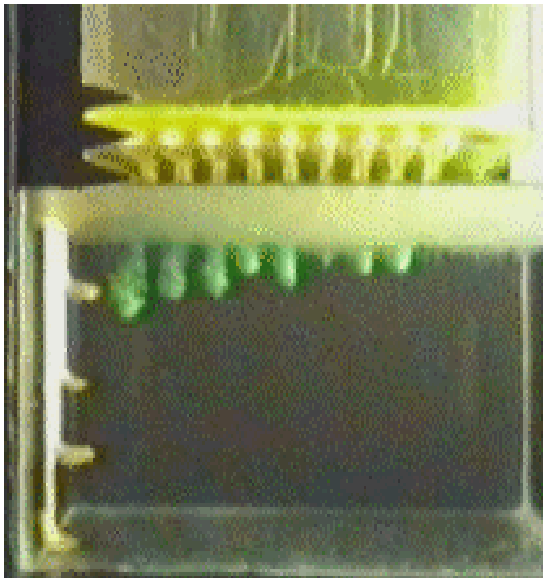


Figura VI.33. Etapa inicial del experimento en la que se observa la formación simultánea de varios penachos turbulentos ($t= 0.28$ s). Características experimentales: $\rho_{\text{Gel}} = 1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.019$.

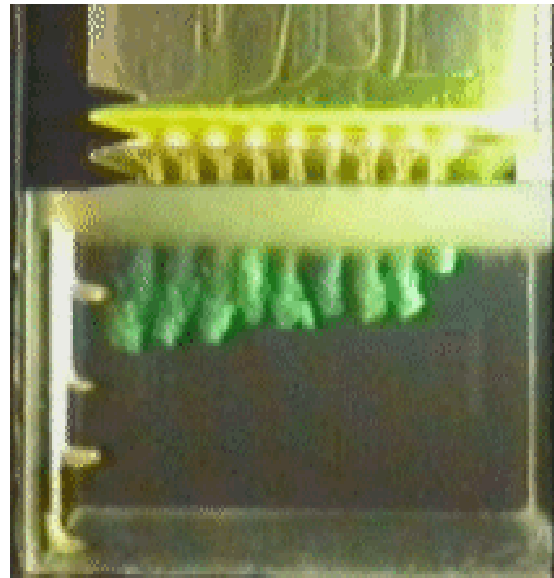


Figura VI.34. Desarrollo vertical de los penachos turbulentos sin interacción lateral mutua ($t= 0.4$ s). Características experimentales: $\rho_{\text{Gel}} = 1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.019$.

Durante la etapa intermedia del experimento, los penachos turbulentos pierden su individualidad y, de hecho, no se distinguen sus frentes convectivos individuales, sino que en su lugar aparece un frente convectivo único y aproximadamente continuo como se muestra en las figuras VI.35 y VI.36. Este frente único es una interfase dinámica que delimita la estratificación de densidad existente entre el fluido denso en movimiento descendente y la capa ligera situada debajo o

rodeando al fluido que la atraviesa. Por tanto, esta estratificación es gravitacionalmente inestable y el crecimiento en esta etapa debería ser claramente de tipo cuadrático, es decir, ser el crecimiento propio de una inestabilidad Rayleigh-Taylor.

Por tanto, cualitativamente se puede concluir que durante las etapas inicial e intermedia del proceso de mezcla parcial el conjunto de penachos individuales se transforma en una interfase de densidad que es inestable, aproximadamente continua, no horizontal y con numerosas perturbaciones distribuidas no homogéneamente y cuya evolución debería estar en relación con la de una inestabilidad Rayleigh-Taylor del tipo escalón.

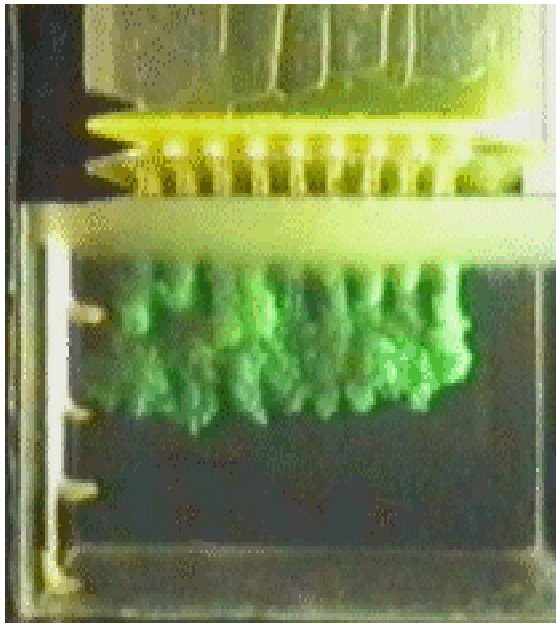


Figura VI.35. Desarrollo de los penachos turbulentos con una gran interacción lateral entre los mismos ($t= 0.56$ s). Características experimentales: $\rho_{\text{Gel}} = 1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.019$.

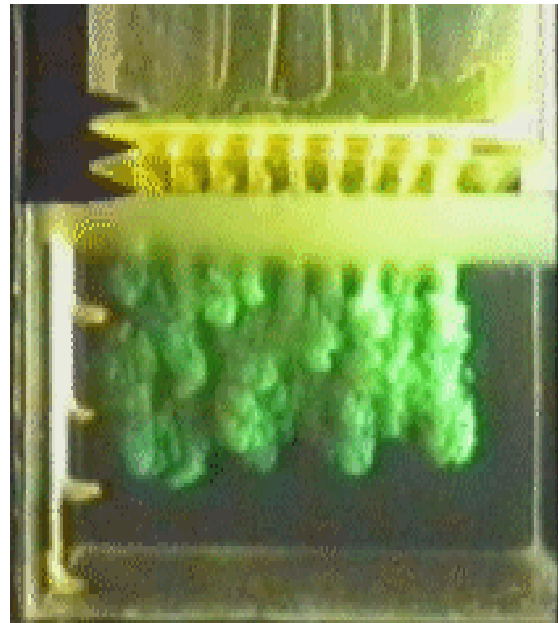


Figura VI.36. Desarrollo de los penachos turbulentos que comienzan a perder su individualidad e inicio de la formación del frente convectivo único ($t= 0.8$ s). Características experimentales: $\rho_{\text{Gel}} = 1.02 \text{ g/cm}^3$ y $A=0.019$.

A continuación, se describe brevemente el procedimiento descrito en el apartado III.3.3.2 que permite obtener los datos necesarios para analizar la evolución temporal del frente convectivo de los penachos turbulentos así como su velocidad de descenso. El primer objetivo es analizar el crecimiento del frente convectivo de los penachos generados experimentalmente, así como el grado de crecimiento cuadrático si es que existe.

El estudio del avance temporal del frente convectivo se realiza exclusivamente durante los primeros segundos de desarrollo del fenómeno y antes de que el flujo fluido alcance el fondo de la cubeta experimental. La obtención de la velocidad de descenso de los penachos turbulentos requiere tener en cuenta el fotograma, luego el instante temporal, en el que se observa que dichos penachos entran en contacto con el fondo de la cubeta.

La determinación de la evolución temporal del frente convectivo de un penacho requiere obtener medidas del desplazamiento vertical de dicho frente δ y del tiempo t a partir de los fotogramas obtenidos mediante la digitalización de los videos experimentales. Tras seleccionar el fotograma de referencia¹ se anota la posición de la interfase inferior del estrato de gel CMC que se considera como el origen de espacios (δ_0).

A continuación, se selecciona el primer fotograma en el que se observa el inicio del desarrollo de los penachos turbulentos, y se anota la posición vertical del borde del frente convectivo de los mismos. Este proceso se realiza con cuantos penachos turbulentos se puedan identificar de forma definida. El tiempo correspondiente a este primer fotograma es el origen de tiempos $t_0=0$ al que se referirán las medidas temporales del resto de fotogramas seleccionados para el análisis tanto de la velocidad de descenso como de la evolución temporal de los frentes convectivos. La figura VI.37 esquematiza gráficamente las características del procedimiento de medida descrito.

Posteriormente se seleccionan sucesivos fotogramas en los que se anota el tiempo del correspondiente fotograma y la posición del borde del frente convectivo de los penachos ya identificados y de otros nuevos que comienzan a surgir. El número de medidas espaciales por penacho depende del número de fotogramas elegidos y de la existencia de frentes convectivos perfectamente delimitados. En cuanto un penacho turbulento empieza a interactuar y a mezclarse con los de su entorno, dejan de tomarse medidas de su frente convectivo al perder el penacho su individualidad.

¹ El fotograma de referencia es aquél en el que no existe ningún fenómeno fluido en desarrollo mostrando exclusivamente la cubeta experimental con el sistema fluido constituido por el estrato de gel CMC se parado de la capa ligera por una interfase estable de densidad. Además, se observan las sondas de conductividad en sus respectivas posiciones y la iluminación de fondo.

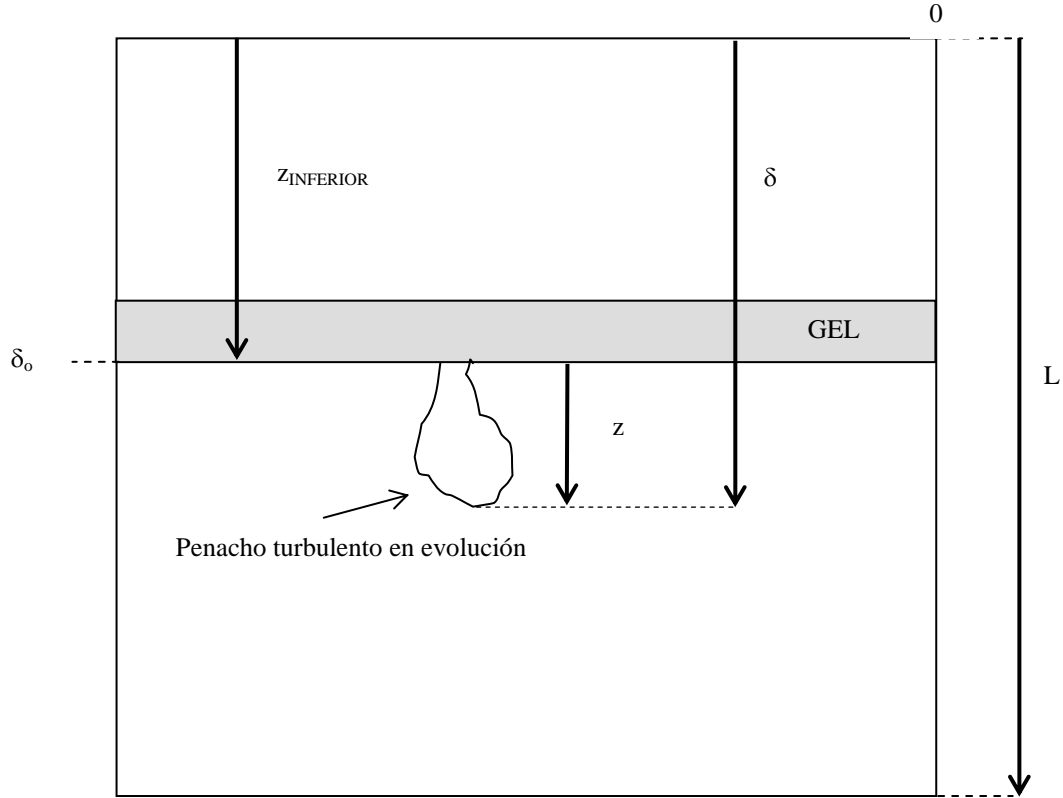


Figura VI.37. Esquema que representa el tipo de medidas realizadas sobre un fotograma. Según la digitalización, la altura total del fotograma es L , la posición de la interfase inferior del estrato de gel es $z_{INFERIOR}$ y la posición del frente convectivo del penacho es δ . El desplazamiento real del frente es z .

La determinación de la influencia de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor se basa en la comparación de la evolución temporal del frente convectivo de los penachos turbulentos con la ley de crecimiento cuadrático del frente de dicha inestabilidad, que viene dada por la siguiente expresión (apartado II.3.3.1):

$$z = \alpha_1 A g t^2 \quad (6.14)$$

donde z es la profundidad de la penetración en la capa ligera, t es el tiempo, A es el número de Atwood y α_1 es la constante de crecimiento.

Este modelo tradicional para el ritmo de crecimiento de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor podría no constituir una descripción adecuada para aquellos flujos fluidos en los que las condiciones iniciales son de alguna manera inhomogéneas y podría ser una representación incompleta del desarrollo del flujo fluido porque los experimentos están sometidos a condiciones iniciales reales, no ideales. No obstante, parece ser que siempre existe una componente cuadrática en el crecimiento (Linden, Redondo & Youngs, 1994). Por otra parte, el inicio del experimento de mezcla está gobernado por el desarrollo de un conjunto de penachos que se caracterizan

teóricamente porque la posición del frente convectivo del penacho δ tiene una dependencia lineal con el tiempo (apartado II.4.2.1).

El análisis del grado de crecimiento cuadrático presente en la evolución temporal del frente convectivo de los penachos turbulentos se realiza mediante la representación del desplazamiento vertical recorrido por el penacho en función del tiempo y no en función del cuadrado del tiempo según sugiere la expresión (6.14) porque se busca la influencia de los penachos. Si el comportamiento del frente convectivo presenta una componente lineal importante entonces el ajuste lineal correspondiente tendrá un coeficiente de correlación alto.

La figura VI.38 muestra la evolución temporal de los frentes convectivos correspondientes a distintos penachos turbulentos en función del número de Atwood para experimentos realizados con el gel más viscoso.

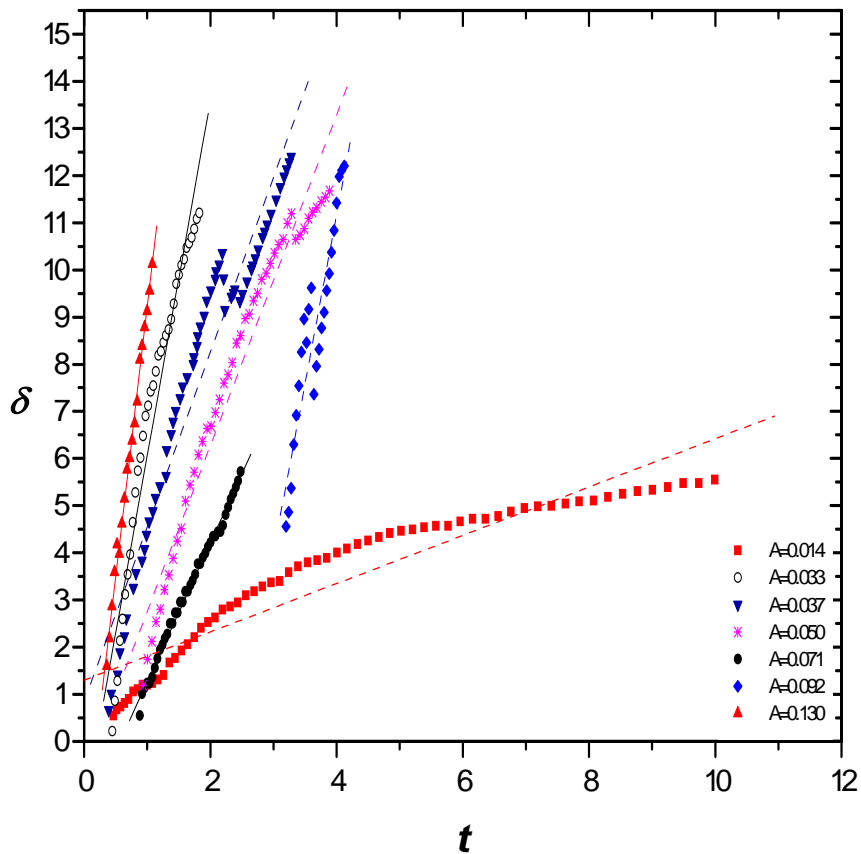


Figura VI.38. Evolución temporal promedio del frente convectivo δ asociado a los penachos turbulentos en función del tiempo t . Pruebas experimentales realizadas con el gel más viscoso para el rango de números de Atwood indicado en la leyenda de la figura. Se muestra el ajuste lineal realizado a cada evolución temporal.

El estudio de las anteriores evoluciones temporales en función del número de Atwood permite concluir que conforme aumenta este parámetro adimensional la evolución es más vertical, es decir, el frente convectivo alcanza una mayor profundidad o recorre una mayor distancia en menor tiempo. Este comportamiento puede observarse a través de la pendiente de los ajustes lineales realizados a las evoluciones de los frentes convectivos como se muestra en la figura VI.39. Se observa que al aumentar el número de Atwood, la pendiente crece y el ajuste es más vertical.

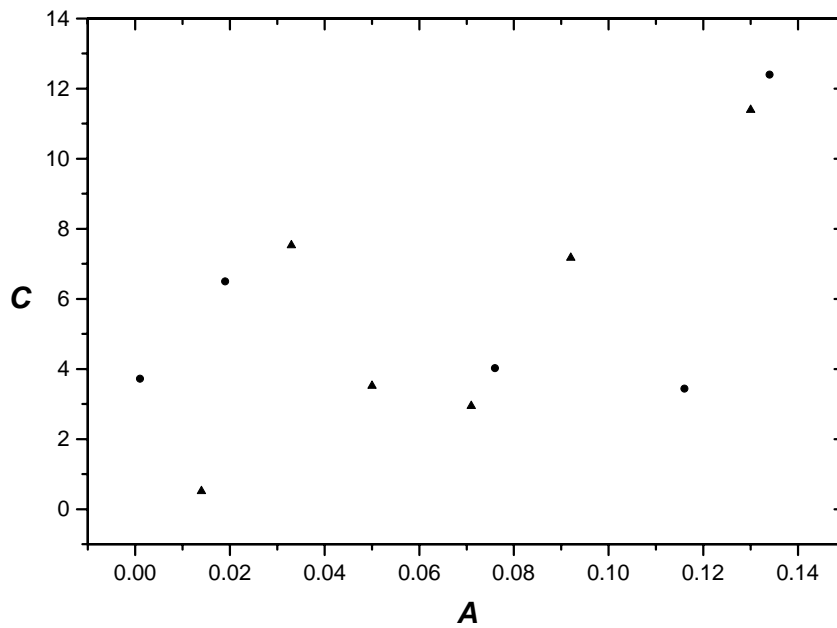


Figura VI.39. Comportamiento de la pendiente C en función del número de Atwood A tanto para los experimentos realizados con el gel más viscoso (▲) como para los del gel menos viscoso (●). La pendiente C corresponde a los ajustes lineales realizados a las evoluciones temporales de los frentes convectivos de los penachos turbulentos.

Sin embargo, este comportamiento de aumento de la verticalidad de la evolución temporal con el número de Atwood es evidente si se compara el mayor número de Atwood con el menor, pero existen excepciones para los valores intermedios de este parámetro adimensional. Por ejemplo, según se observa en la figura VI.38 la evolución correspondiente al valor $A=0.071$ debería estar por encima de la del número de Atwood $A=0.033$ si la anterior conclusión fuera general. De hecho, la pendiente correspondiente al valor $A=0.033$ es mayor y no sigue la tendencia del resto de las pendientes correspondientes según la figura VI.39. La

explicación podría residir en que el desarrollo de los fenómenos fluidos asociados a los experimentos realizados con el gel más viscoso presenta una mayor complejidad. La mayor viscosidad del gel implica la aparición de protuberancias que recogen y frenan la disolución densa, y hacen que los penachos que posteriormente surgirán lo hagan con mayor energía, luego velocidad. Esta podría ser la explicación de la evolución más vertical correspondiente a los números de Atwood 0.033, 0.037 ó 0.050. Además, la presencia de estas protuberancias provocan que la aparición de los penachos se retrase temporalmente y que su inicio descienda espacialmente. Estas dos características se observan en la evolución del frente convectivo asociado al número de Atwood $A=0.092$ según se muestra en la figura VI.38, es decir, el origen temporal de este frente no está en cero como en el caso de las otras evoluciones y su posición inicial no está en el origen de espacios de las otras evoluciones. Respecto a la discontinuidad presente en la evolución correspondiente al número de Atwood $A=0.092$, es debida a la aparición de nuevos penachos después de que los penachos que han surgido en primer lugar hayan desaparecido por el efecto de la interacción mutua. Estos nuevos penachos presentan un retraso tanto en su origen temporal como en el espacial y son los que constituyen esa rama discontinua.

Respecto al comportamiento de la pendiente de los ajustes lineales en función del número de Atwood representado en la figura VI.39 se observa que los valores de dicha pendiente aumentan con el número de Atwood y parecen ser algo mayores para los experimentos realizados con el gel menos viscoso aunque no está clara la influencia de la viscosidad del gel en el comportamiento presentado.

La figura VI.40 muestra la evolución temporal de los frentes convectivos correspondientes a distintos penachos turbulentos en función del número de Atwood para experimentos realizados con el gel menos viscoso. Estos frentes convectivos generados en los experimentos realizados con el gel menos viscoso tiene un comportamiento global semejante al mostrado para el gel más viscoso que se acaba de analizar. De nuevo, al aumentar el número de Atwood la evolución temporal del frente convectivo es más vertical según se observa en la figura VI.40, luego la pendiente del ajuste lineal correspondiente será mayor conforme crece dicho parámetro adimensional como muestra la figura VI.39. De esta forma, si el número de Atwood aumenta el frente convectivo tarda menos tiempo en alcanzar profundidades mayores.

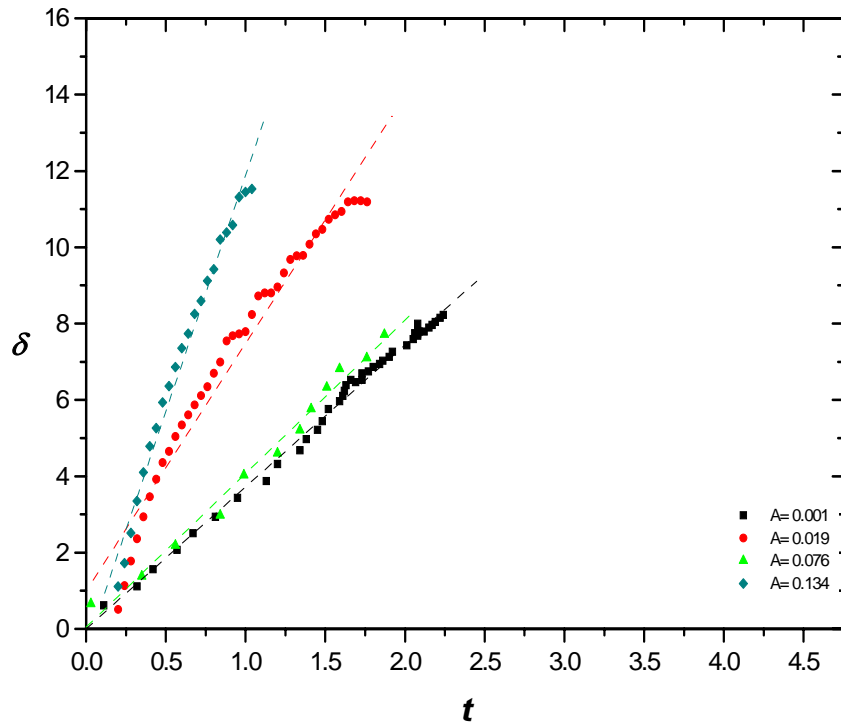


Figura VI.40. Evolución temporal promedio del frente convectivo δ asociado a los penachos turbulentos en función del tiempo t . Los experimentos han sido realizados con el gel menos viscoso para el rango de números de Atwood indicado en la leyenda de la figura.

Este comportamiento general está claro si comparamos la evolución correspondiente al mayor número de Atwood con la asociada al menor valor de este parámetro. Adicionalmente, este aumento de la verticalidad de la evolución temporal con el número de Atwood parece no presentar tantos problemas como los descritos en el caso del gel más viscoso porque los fenómenos fluidos asociados a los experimentos realizados con el gel de menor viscosidad tienen una menor complejidad y se reducen, principalmente, a la formación de penachos turbulentos – las protuberancias de gel son escasas -. Sin embargo, existen excepciones como la evolución correspondiente al valor $A=0.076$ que debería ser más vertical.

La comparación entre la evolución temporal de los frentes convectivos asociados a los penachos turbulentos y el crecimiento del frente de una inestabilidad Rayleigh-Taylor pura se realiza analizando el tipo de crecimiento presente en los frentes convectivos de los penachos, es decir, deduciendo si es lineal o cuadrático. Gráficamente esto es lo que se muestra en las figuras VI.38 y VI.40 que representan

el desplazamiento vertical del penacho en función del tiempo². Si el comportamiento del frente convectivo presenta una componente lineal importante entonces el ajuste lineal correspondiente tendrá un coeficiente de correlación alto. Los ajustes lineales realizados a las evoluciones temporales de los frentes convectivos se muestran en las figuras VI.38 y VI.40 mientras que los correspondientes coeficientes de correlación se presentan en la tabla VI.6.

A partir del estudio de los coeficientes de correlación mostrados en la tabla IV.6, se deduce que al tener valores importantes los mencionados ajustes representan adecuadamente el crecimiento de los frentes convectivos en función del tiempo.

GEL MÁS VISCOSO		GEL MENOS VISCOSO	
A	r	A	r
0.014	0.94	0.001	0.99
0.033	0.97	0.019	0.98
0.050	0.98	0.076	0.99
0.071	0.99	0.116	0.99
0.092	0.93	0.134	0.99
0.130	0.99		

Tabla VI.6. Datos del coeficiente de correlación r y del número de Atwood A . El coeficiente r está asociado a los ajustes lineales realizados a las evoluciones temporales de los frentes convectivos de los penachos turbulentos generados en experimentos realizados con el gel más viscoso y con el menos viscoso.

Por tanto, la evolución temporal del frente convectivo tiene una componente lineal importante por lo que es evidente la influencia de las condiciones iniciales inhomogéneas representadas por el conjunto discreto de penachos. Se concluye, pues, que el desarrollo temporal de los frentes convectivos de los penachos presenta un comportamiento aproximadamente lineal y no cuadrático como sería el crecimiento del frente de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor.

Los penachos turbulentos individuales también se caracterizan por su velocidad de descenso V_D a través de la capa ligera hasta alcanzar el fondo de la cubeta experimental. Esta velocidad puede interpretarse como la velocidad media con la que los penachos alcanzan el contorno inferior de la cubeta. La determinación

² Es posible realizar otra representación del desplazamiento del frente convectivo de los penachos en función del cuadrado del tiempo según la expresión (6.10) y comparar resultados.

de la velocidad descendente de un penacho requiere tener medidas del tiempo t que tarda el penacho en recorrer el espesor de la capa ligera h_L , siendo éste un dato experimental. Este tiempo se obtiene como la diferencia temporal entre el primer fotograma definido anteriormente y el fotograma en el que se observa que el penacho alcanza el fondo de la cubeta. Entonces la velocidad de descenso de un penacho turbulento se obtiene como el cociente de la altura h_L y el tiempo anteriormente mencionado.

La figura VI.41 muestra el comportamiento promedio de la velocidad de descenso de los penachos turbulentos en función del número de Atwood para los experimentos realizados con los dos geles seleccionados.

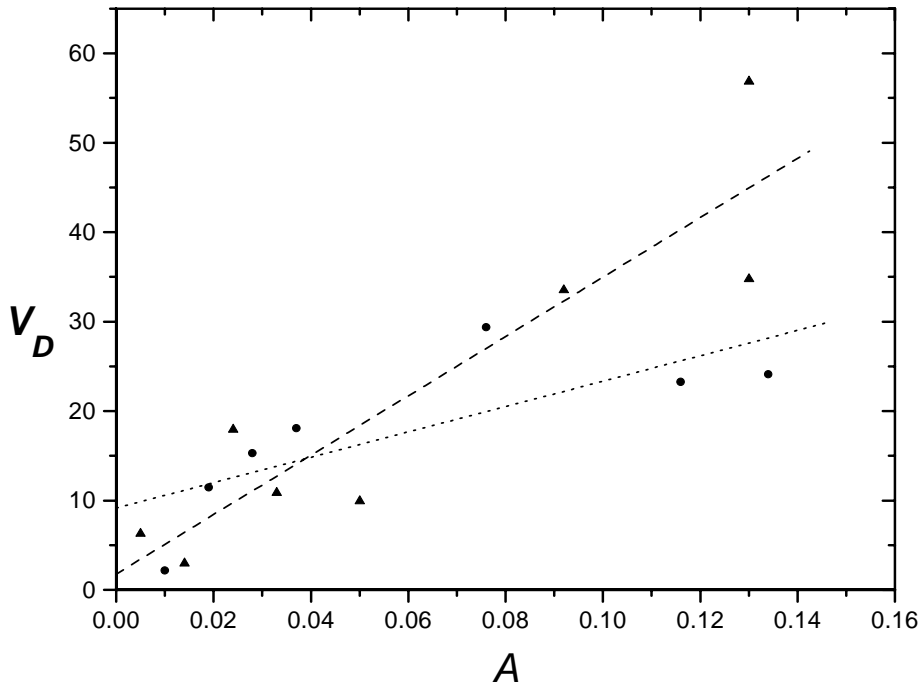


Figura VI.41 Comportamiento de la velocidad de descenso media V_D (cm/s) en función del número de Atwood A para experimentos realizados con el gel más viscoso (▲) y con el gel menos viscoso (●).

A partir de la figura VI.41 se deduce que la velocidad promedio de descenso V_D los penachos aumenta con el número de Atwood A para ambos geles. La explicación de este comportamiento es la siguiente. El aumento del número de Atwood significa que la diferencia en densidades del sistema fluido es mayor y eso va a implicar que la aceleración convectiva es mayor, luego la velocidad de descenso también lo es.

**APÉNDICE VI.1. TABLAS DE LA PENDIENTE C
CORRESPONDIENTE A LOS AJUSTES LINEALES
ASOCIADOS A LOS PERFILES DE DENSIDAD DE LOS
EXPERIMENTOS CON DISTRIBUCIONES INESTABLES
DE DENSIDAD**

NÚMERO ATWOOD, A	NÚMERO DEL PERFIL	TIEMPO ADIMENSIONAL, t/t^*	PENDIENTE, C
0.005	1	0.071	2000
0.005	2	0.143	6000
0.005	3	0.214	-2000
0.005	5	0.357	-6000
0.005	6	0.429	-4500
0.005	7	0.5	-4500
0.005	8	0.571	-6000
0.005	9	0.643	-6000
0.005	10	0.714	-6000
0.005	11	0.786	-3000
0.005	12	0.857	-3818.182
0.005	13	0.929	-2727.273
0.005	14	1	-1000
0.014	1	0.063	-6000
0.014	2	0.125	-3000
0.014	3	0.188	-6000
0.014	4	0.25	-6000
0.014	5	0.313	-3000
0.014	6	0.375	-3818.182
0.014	7	0.438	-3000
0.014	8	0.5	-2228.571
0.014	9	0.563	-1909.091
0.014	10	0.625	-1909.091
0.014	11	0.688	-1909.091
0.014	12	0.75	-1909.091
0.014	13	0.813	-1764.706
0.014	14	0.875	-1800
0.014	15	0.938	-1909.091
0.014	16	1	-1728.814
0.024	1	0.067	-3000
0.024	2	0.133	-6000
0.024	3	0.2	-3000
0.024	4	0.267	-3000
0.024	5	0.333	-2444.444
0.024	6	0.4	-1909.091
0.024	7	0.467	-1522.388
0.024	8	0.533	-1250
0.024	9	0.6	-1053.435

0.024	10	0.667	-906.977
0.024	11	0.733	-1053.435
0.024	12	0.8	-1053.435
0.024	13	0.867	-1200
0.024	14	0.933	-1114.286
0.024	15	1	-1114.286
0.033	1	0.083	-2000
0.033	2	0.167	-3818.182
0.033	3	0.25	-1522.388
0.033	4	0.333	-623.377
0.033	5	0.417	-548.009
0.033	6	0.5	-526.718
0.033	7	0.583	-487.562
0.033	8	0.667	-487.562
0.033	9	0.75	-487.562
0.033	10	0.833	-453.488
0.033	11	0.917	-383.838
0.033	12	1	-341.463
0.05	1	0.077	-6000
0.05	3	0.231	-2000
0.05	4	0.308	-1137.931
0.05	5	0.385	-394.366
0.05	6	0.462	-163.648
0.05	7	0.538	-151.515
0.05	8	0.615	-150.313
0.05	9	0.692	-153.675
0.05	10	0.769	-149.92
0.05	11	0.846	-142.927
0.05	12	0.923	-165.394
0.05	13	1	-149.92
0.071	4	0.364	-970.588
0.071	5	0.455	-163.648
0.071	6	0.545	-122.392
0.071	7	0.636	-125.936
0.071	8	0.727	-125.936
0.071	9	0.818	-117.698
0.071	10	0.909	-120.97
0.071	11	1	-79.388
0.092	3	0.231	-2000
0.092	4	0.308	-342.561
0.092	5	0.385	-113.184
0.092	6	0.462	-89.878
0.092	7	0.538	-92.19
0.092	8	0.615	-94.706
0.092	9	0.692	-96.286
0.092	10	0.769	-96.286
0.092	11	0.846	-104.156
0.092	12	0.923	-121.549

0.092	13	1	-121.549
0.111	1	0.083	-6000
0.111	2	0.167	-6000
0.111	3	0.25	-1200
0.111	4	0.333	-145.46
0.111	5	0.417	-122.183
0.111	6	0.5	-100.007
0.111	7	0.583	-91.354
0.111	8	0.667	-91.774
0.111	9	0.75	-91.774
0.111	10	0.833	-83.381
0.111	11	0.917	-83.381
0.111	12	1	-66.721
0.13	1	0.077	6000
0.13	4	0.308	-220.602
0.13	5	0.385	-86.276
0.13	6	0.462	-83.478
0.13	7	0.538	-83.665
0.13	8	0.615	-83.726
0.13	9	0.692	-80.226
0.13	10	0.769	-80.226
0.13	11	0.846	-70.87
0.13	12	0.923	-70.437
0.13	13	1	-65.194

Tabla VI.1 Datos correspondientes a experimentos realizados con una distribución de densidad que es inestable y con el gel más viscoso. Se muestra: el número de Atwood, A ; el número de orden del perfil de densidad junto con su tiempo adimensional t/t^* correspondiente y la pendiente C asociada al ajuste lineal hecho al perfil de densidad.

NÚMERO DE ATWOOD, A	NÚMERO DEL PERFIL	TIEMPO ADIMENSIONAL, t/t^*	PENDIENTE, C
0.01	1	0.071	6000
0.01	2	0.143	-2000
0.01	3	0.214	6000
0.01	5	0.357	-6000
0.01	6	0.429	-3818.182
0.01	7	0.5	-3818.182
0.01	8	0.571	-3818.182
0.01	9	0.643	-3818.182
0.01	10	0.714	-3818.182
0.01	11	0.786	-2400
0.01	12	0.857	-1384.615
0.01	13	0.929	-1384.615
0.01	14	1	-1384.615
0.019	1	0.056	-3000
0.019	3	0.167	-6000
0.019	4	0.222	-6000
0.019	5	0.278	-3818.182
0.019	6	0.333	-2100
0.019	7	0.389	-2100
0.019	8	0.444	-2100
0.019	9	0.5	-1764.706
0.019	10	0.556	-1411.765
0.019	11	0.611	-1285.714
0.019	12	0.667	-1228.916
0.019	13	0.722	-1285.714
0.019	14	0.778	-1252.747
0.019	15	0.833	-1615.385
0.019	16	0.889	-1764.706
0.019	17	0.944	-2000
0.019	18	1	-1500
0.028	1	0.077	2000
0.028	2	0.154	-6000
0.028	3	0.231	-6000
0.028	4	0.308	-6000
0.028	5	0.385	-2228.571
0.028	6	0.462	-1384.615
0.028	7	0.538	-1200
0.028	8	0.615	-1145.038
0.028	9	0.692	-1200
0.028	10	0.769	-1102.041
0.028	11	0.846	-1272.727
0.028	12	0.923	-951.22
0.028	13	1	-687.307
0.037	3	0.273	-3818.182
0.037	4	0.364	-1846.154

0.037	5	0.455	-1289.72
0.037	6	0.545	-1114.286
0.037	7	0.636	-1145.038
0.037	8	0.727	-972.067
0.037	9	0.818	-972.067
0.037	10	0.909	-784.452
0.037	11	1	-784.452
0.055	1	0.083	-6000
0.055	3	0.25	-6000
0.055	4	0.333	-2100
0.055	5	0.417	-953.846
0.055	6	0.5	-818.182
0.055	7	0.583	-836.653
0.055	8	0.667	-836.653
0.055	9	0.75	-836.653
0.055	10	0.833	-770.27
0.055	11	0.917	-762.215
0.055	12	1	-708.934
0.076	1	0.1	-6000
0.076	2	0.2	-4500
0.076	3	0.3	-2500
0.076	4	0.4	-1520
0.076	5	0.5	-762.215
0.076	6	0.6	-695.418
0.076	7	0.7	-700
0.076	8	0.8	-700
0.076	9	0.9	-762.215
0.076	10	1	-762.215
0.097	2	0.182	-3000
0.097	3	0.273	-1714.286
0.097	4	0.364	-1114.286
0.097	5	0.455	-762.215
0.097	6	0.545	-700
0.097	7	0.636	-700
0.097	8	0.727	-600
0.097	9	0.818	-810.811
0.097	10	0.909	-740.26
0.097	11	1	-690.265
0.116	1	0.091	-3000
0.116	2	0.182	2000
0.116	3	0.273	2000
0.116	4	0.364	-2727.273
0.116	5	0.455	-916.256
0.116	6	0.545	-576.271
0.116	7	0.636	-541.738
0.116	8	0.727	-540
0.116	9	0.818	-540
0.116	10	0.909	-540

0.116	11	1	-567.718
0.135	1	0.083	-6000
0.135	4	0.333	-1728.814
0.135	5	0.417	-1000
0.135	6	0.5	-608.696
0.135	7	0.583	-608.696
0.135	8	0.667	-608.696
0.135	9	0.75	-608.696
0.135	10	0.833	-608.696
0.135	11	0.917	-508.772
0.135	12	1	-399.281

Tabla VI.2. Datos correspondientes a experimentos realizados con una distribución de densidad que es inestable y con el gel menos viscoso. Se muestra: el número de Atwood, A ; el número de orden del perfil de densidad junto con su tiempo adimensional t/t^* correspondiente y la pendiente C asociada al ajuste lineal hecho al perfil de densidad.

CAPÍTULO VII

ANÁLISIS DE LOS PROCESOS DE MEZCLA PARCIAL BAJO CONDICIONES ESTABLES Y NEUTRAS



VII.1 EL COMPORTAMIENTO DE LA ALTURA DE LA CAPA MEZCLADA Y DE LA EFICIENCIA DE MEZCLA

El análisis global del proceso de mezcla turbulenta considera exclusivamente las características del estado inicial del que parte el sistema fluido y del estado final al que llega (figura III.23), sin tener en cuenta la evolución temporal de los fenómenos fluidos. Para el caso de los experimentos realizados con distribuciones de densidad que son estables e indiferentes las magnitudes representantes del análisis global son la altura de la capa mezclada h_M y la eficiencia de mezcla η . El objetivo es analizar la relación existente entre estos parámetros, que son magnitudes asociadas al proceso de mezcla, en función de parámetros relacionados con la flotabilidad inicial, que es el número de Atwood. Respecto a estas magnitudes, el número de Atwood se obtiene en base a las características experimentales iniciales del sistema fluido, la eficiencia de mezcla η se calcula mediante la ecuación (5.80) para la distribución estable y mediante la expresión (5.92) para la distribución indiferente mientras que la altura de la capa mezclada h_M es una medida experimental directa.

Los experimentos de mezcla con distribuciones estable y neutra de densidad se han realizado bajo las mismas condiciones experimentales iniciales y de contorno que las pruebas con distribución inestable. De la misma forma, los resultados cuantitativos están basados en el registro de los datos experimentales de potencial mediante el conductivímetro multicanal y el convertidor analógico-digital.

Las pruebas experimentales realizadas con una distribución de densidad que es estable modifican sus condiciones experimentales variando el gel CMC utilizado y el valor del número de Atwood para cada gel CMC. En concreto, se usan 2 geles con distinta densidad y viscosidad, y tan sólo dos nuevos valores del número de Atwood, uno por cada gel. Esto implica que en las representaciones gráficas del comportamiento de la altura de la capa mezclada y de la eficiencia de mezcla presentadas respectivamente en los apartados VI.1 y VI.2 sólo se incluirá un punto por cada gel representativo del caso estable. A pesar de que en los experimentos bajo condiciones estables es posible variar el número de Atwood sólo se han considerado dos valores, uno por cada gel usado, por los siguientes motivos. El primero es que el objetivo principal del presente trabajo es analizar procesos de mezcla turbulenta asociados a una distribución inestable de densidad. El segundo motivo es que si se

aumenta el valor del número de Atwood para incluir estratificaciones cada vez más estables, llegaría un momento en el que el fluido denso al tener una densidad mucho menor que la de la capa ligera y del estrato de gel CMC no sería capaz de atravesar éste último. Por tanto, no existiría proceso de mezcla ni magnitudes asociadas que medir, puesto que la energía potencial adicional asociada a la altura H_o de la capa densa no sería suficiente para iniciar el experimento.

Las pruebas experimentales realizadas con una distribución de densidad que es indiferente tienen asociado un único valor nulo del número de Atwood para cada gel CMC, suministrando también un único punto por cada gel a incluir en las representaciones gráficas de los apartados VI.1 y VI.2. Además, no existe variación alguna en el valor del número de atwood para este tipo de pruebas.

Debido a la pequeña cantidad de datos que se obtienen para las condiciones estable y neutra no se realizan representaciones adicionales sino que se amplía el rango de valores del número de Atwood en las gráficas ya existentes en los apartados VI.1 y VI.2 para incluir las nuevas situaciones. Además, no es posible realizar un análisis de dichas magnitudes tan completo como el hecho para las situaciones inestables porque no ha habido variación del número de Atwood en estas pruebas. Por ello, no se realiza ningún análisis cuantitativo basado en la búsqueda de ajustes empíricos entre las magnitudes físicas que caracterizan globalmente al proceso de mezcla parcial y el número de Atwood. En su lugar se realiza una descripción cualitativa de las características que presentan estas magnitudes - la altura de la capa mezclada h_m y la eficiencia η de mezcla - en los experimentos realizados con distribución de densidad estable y neutra.

Por otra parte, el razonamiento físico utilizado en el caso inestable y basado en que el aumento del número de Atwood A , es decir, del efecto de la flotabilidad inicial, implica que la turbulencia y el proceso de mezcla sean mayores puede dar lugar a error en el caso estable y neutro. El motivo es el siguiente. Si la distribución de densidad es estable tenemos un número de Atwood negativo como consecuencia de su definición (expresión (5.1)). Sin embargo, su valor negativo no significa que la mezcla disminuya sino que las condiciones son estables. De forma semejante, si la distribución de densidad es indiferente tenemos un valor nulo del número de Atwood A , lo que no implica que la mezcla sea nula.

La altura de la capa mezclada obtenida tras el proceso de mezcla parcial realizado con una distribución estable de densidad es bastante diferente de la

correspondiente a los experimentos inestables y, de hecho, el origen de alturas que se usa en su medida es diferente. Esta capa mezclada se sitúa inmediatamente debajo del estrato de gel y encima de la capa ligera no mezclada como se ha descrito en los apartados IV.2 y V.3.5, y es de pequeño espesor. Esto implica que la altura de la capa mezclada h_M presenta valores bastante pequeños en situaciones estables.

Las características de la capa mezclada correspondiente a los experimentos de mezcla realizados con una distribución indiferente de densidad están más próximas a las de la capa mezclada obtenida bajo condiciones inestables. A pesar de que la capa mezclada del caso indiferente se sitúa aproximadamente en la misma zona de la cubeta experimental tiende a quedar indefinida en sus límites superior e inferior, e incluso el inferior puede no ser el fondo de la cubeta experimental. Esta altura h_m se determina con el mismo origen de alturas que en el caso inestable. No obstante, existe una mayor dificultad en dicha medida consecuencia de la variación e indefinición de la interfase estable que delimita a la capa mezclada resultante. Por ello, dicha altura h_m tiene valores bastante variables.

A continuación, se presenta la figura VII.1 que muestra el valor y el comportamiento de la altura de la capa mezclada correspondientes a números de Atwood asociados a situaciones estables (puntos rojos) e indiferentes (puntos azules) junto con el comportamiento asociado al caso inestable que fue analizado en el apartado VI.1. De hecho, la figura VII.1 es una representación ampliada de la figura VI.1.

La figura VII.1 muestra que los procesos de mezcla turbulenta realizados con la presencia del gel menos viscoso tienen valores de altura adimensional de la capa mezclada que son superiores a los que se obtienen si el gel utilizado es el más viscoso. Este comportamiento tiene lugar tanto para la distribución de densidad estable como para la neutra.

Por otra parte, se observa que si la distribución de densidad es indiferente (puntos azules en la figura VII.1) el proceso de mezcla genera una altura de la capa mezclada que es superior a la que se obtiene si la distribución de densidad es estable (puntos rojos de la figura VII.1).

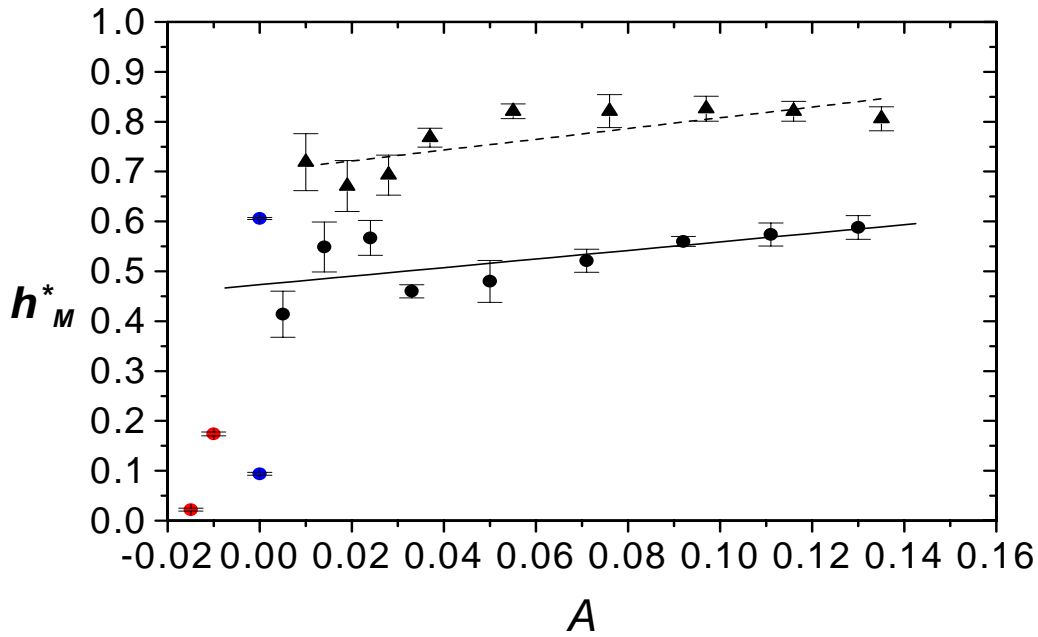


Figura VII.1. Evolución de la altura adimensional de la capa mezclada h_M^* en función del número de Atwood A . Se muestran los resultados correspondientes a experimentos realizados con una distribución inestable de densidad con el gel CMC más viscoso (Curva 1, \bullet), y con el gel menos viscoso (Curva 2, \blacktriangle) junto con los ajustes lineales respectivos. Adicionalmente, se muestran los resultados correspondientes a experimentos hechos con distribuciones de densidad que son estables (\bullet) y neutras (\bullet) para ambos geles.

Respecto a la eficiencia de mezcla η se obtiene mediante la expresión (5.79) para los experimentos de mezcla realizados con una distribución de densidad que es estable y mediante la ecuación (5.92) para la mezcla asociada a una distribución de densidad que es neutra. Respecto a este último caso hay que recordar que la eficiencia bajo condiciones neutras tiene un único valor nulo, es decir, la fracción de la energía total empleada para producir mezcla entre los fluidos es nula como se explicó en el apartado V.3.6 del presente capítulo.

La figura VII.2 muestra la eficiencia de mezcla correspondiente al caso estable (puntos rojos) y al indiferente (puntos azules) en función del número de Atwood correspondiente. Esta representación gráfica es una ampliación de la figura VI.6 a la que se le han añadido los valores de la eficiencia de mezcla y del número de Atwood correspondientes a los experimentos con condiciones estables y neutras.

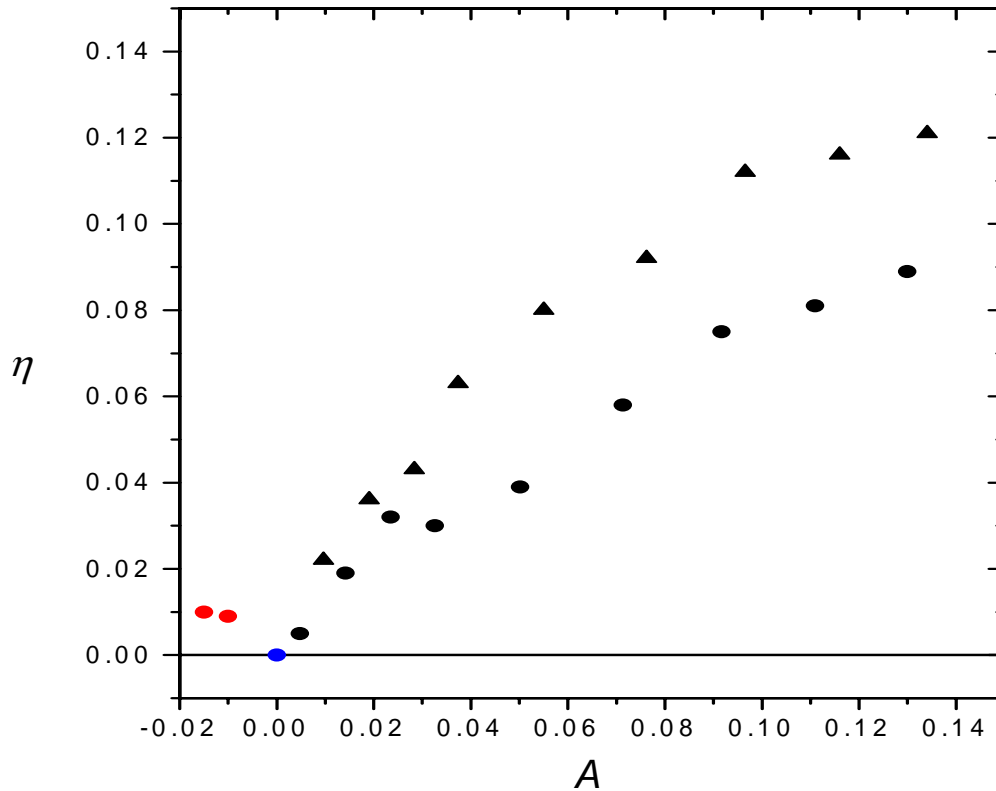


Figura VII.2. Evolución de la eficiencia de mezcla η en función del número de Atwood A . Se muestran los resultados correspondientes a experimentos realizados con una distribución inestable de densidad con el gel CMC más viscoso (\bullet), y con el gel menos viscoso (\blacktriangle). Adicionalmente, se muestran los resultados correspondientes a experimentos hechos con distribuciones de densidad que son estables (\bullet) y neutras (\bullet) para ambos geles.

Desde un punto de vista cualitativo, la eficiencia de mezcla η correspondiente a los experimentos de mezcla realizados con distribuciones de densidad que son estables e indiferentes debería ser menor que la correspondiente a situaciones inestables. El motivo es que la capa densa tiene una menor flotabilidad inicial porque tiene una densidad que es igual o menor que la de la capa ligera. Por ello, la penetración del estrato de gel CMC por parte de la capa densa con menor energía se realiza mediante un número menor de penachos turbulentos e incluso podría no llegar a producirse.

Como se ha descrito en el apartado V.3.6, la eficiencia de mezcla asociada al caso indiferente es nula, es decir, es menor que la obtenida en el caso inestable como se observa en la figura VII.2 en la que los valores de esta eficiencia para el caso neutro vienen marcados por puntos azules.

Respecto a la eficiencia de mezcla correspondiente a procesos realizados con una distribución de densidad que es estable, en principio no es nula puesto que los fluidos constituyentes del sistema tienen diferente densidad. Sin embargo, debería tener un valor pequeño, pero no nulo, puesto que la flotabilidad negativa se opone a cualquier movimiento relativo entre los fluidos, luego dificulta la mezcla entre ellos. Por tanto, se concluye que la eficiencia asociada al caso estable es mayor que la correspondiente al caso neutro pero menor que la de la situación inestable. La figura VII.2 muestra los valores de la eficiencia de mezcla en el caso estable marcados con puntos rojos, observándose que se verifica el comportamiento anteriormente descrito.

VII.2 LA EVOLUCIÓN TEMPORAL DE LOS PERFILES DE DENSIDAD

El estudio de la evolución temporal del proceso de mezcla parcial requiere el conocimiento de los perfiles verticales de densidad y de su comportamiento en el tiempo tanto en el caso de la distribución de densidad estable como en el de la indiferente igual que sucedía en el caso inestable.

El método de análisis de la evolución temporal del proceso de mezcla parcial es el mismo que el descrito en los apartados III.3.3.2, VI.4 y VI.4.1. Se recordará que se utiliza un procedimiento teórico para la obtención de los perfiles verticales de densidad seleccionando los valores de la densidad correspondientes a un mismo instante temporal y diferentes alturas asociadas con las posiciones de las cuatro sondas de conductividad. De esta forma, se obtienen cuatro evoluciones temporales de la densidad correspondientes a cuatro alturas diferentes. Por tanto, cada perfil vertical de densidad está constituido sólo por cuatro pares de puntos de densidad y altura separados por una distancia de 3 cm.

El primer perfil vertical de densidad es el correspondiente al instante inicial $t_o=0$, es decir, es el perfil existente en el momento en el que se inicia un experimento, y, que, por tanto, representa las condiciones experimentales iniciales del sistema fluido. Este perfil inicial se caracteriza por presentar varios tramos de densidad constante correspondientes a cada una de las capas fluidas constituyentes del sistema. La figura VII.3 muestra el perfil de densidad asociado al estado inicial que caracteriza al sistema fluido con una distribución estable de densidad. Se observa que este perfil inicial tiene la forma escalonada típica de una estratificación estable discontinua. El motivo es que según ascendemos en la cubeta experimental los distintos fluidos tienen menor densidad.

Por otra parte, la figura VII.4 muestra el perfil de densidad del estado inicial que caracteriza al sistema fluido con una distribución indiferente de densidad.

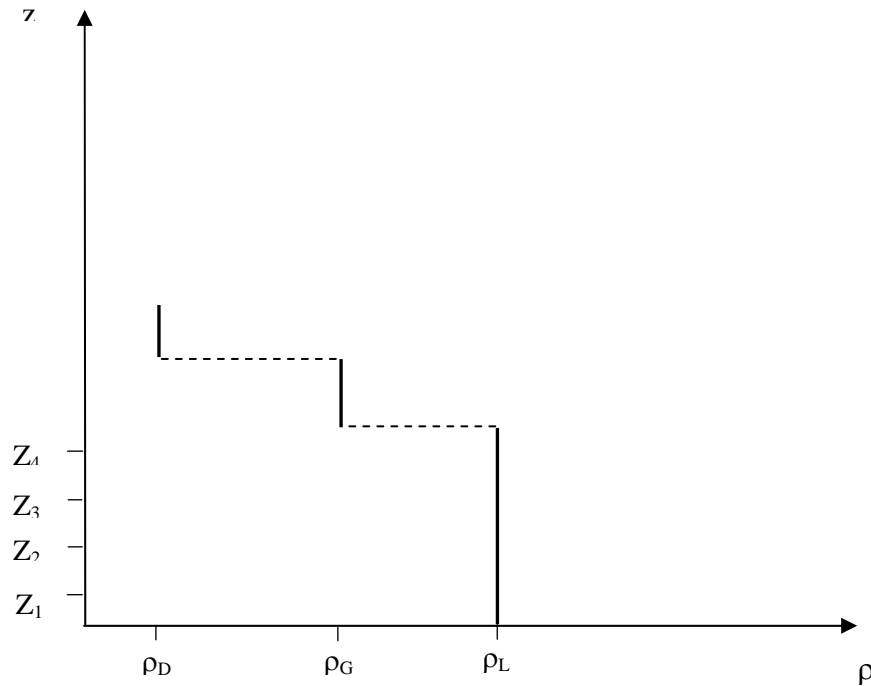


Figura VII.3. Perfil vertical de densidad correspondiente al instante inicial $t=0$ s de un sistema fluido con una distribución estable de densidad. Notación: ρ_G , densidad del estrato de gel CMC; ρ_L , densidad de la capa ligera; ρ_D , densidad de la capa densa; z_1 , altura de la sonda 1; z_2 , altura de la sonda 2; z_3 , altura de la sonda 3; z_4 , altura de la sonda 4.

El perfil de densidad inicial asociado al sistema fluido con una distribución de densidad que es indiferente se caracteriza por presentar una forma atípica semejante a la de un perfil homogéneo al que se le hubiera desplazado un estrato en el nivel correspondiente a la capa de gel.

Antes de proseguir, recordamos que en los experimentos de mezcla turbulenta realizados tanto con la distribución estable como con la indiferente se han utilizado los dos mismos tipos de geles que en el caso inestable.

A partir del instante $t_o=0$ se inicia el proceso de mezcla parcial asociado a las distribuciones de densidad estable y neutra. Entonces pasan a obtenerse los perfiles de densidad, así como su evolución temporal en la forma descrita, para ambos tipos de distribuciones. Este proceso se realiza hasta el instante que se crea oportuno, es decir, hasta que se tenga el número de perfiles de densidad deseado.

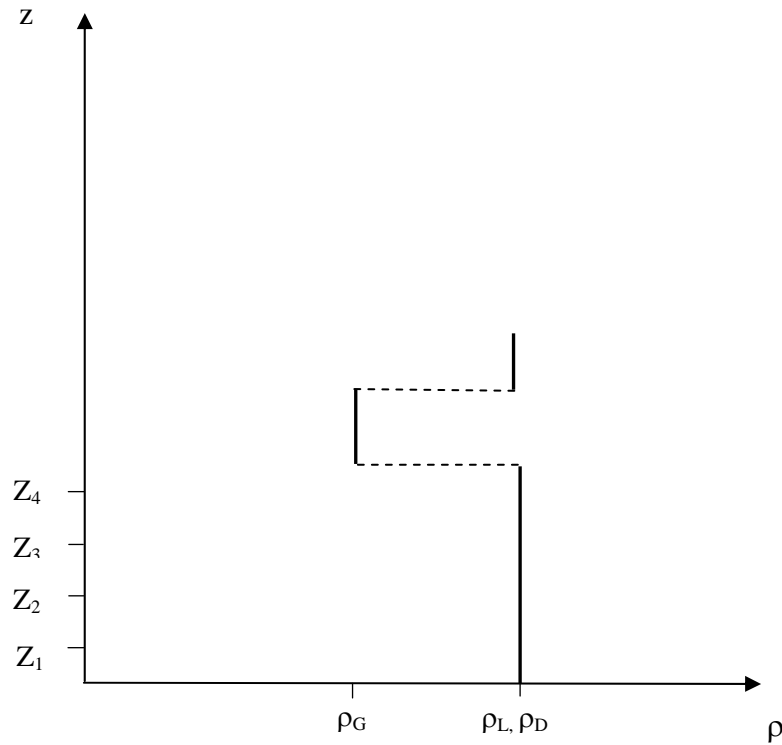


Figura VII.4. Perfil vertical de densidad del instante inicial $t=0$ s asociado a un sistema fluido con una distribución neutra de densidad. Notación: ρ_G , densidad del estrato de gel CMC; ρ_L , densidad de la capa ligera; ρ_D , densidad de la capa densa; z_1 , altura de la sonda 1; z_2 , altura de la sonda 2; z_3 , altura de la sonda 3; z_4 , altura de la sonda 4.

A continuación, se muestran diferentes evoluciones temporales de los perfiles verticales promedio de densidad correspondientes a experimentos realizados tanto con el gel más viscoso como con el menos viscoso y con distribuciones de densidad que son estables y neutras. Las representaciones gráficas se presentan en orden creciente de número de Atwood.

En primer lugar aparece la figura VII.5 muestra la evolución temporal de los perfiles de densidad correspondientes a los experimentos de mezcla realizados con una distribución de densidad que es neutra. Por tanto, el número de Atwood no se modifica sino que tiene un único valor nulo.

En esta representación gráfica se muestra el conjunto de puntos de densidad y altura que constituyen los perfiles verticales de densidad junto con sus respectivos

ajustes lineales correspondientes a un proceso de mezcla con distribución neutra de la densidad.

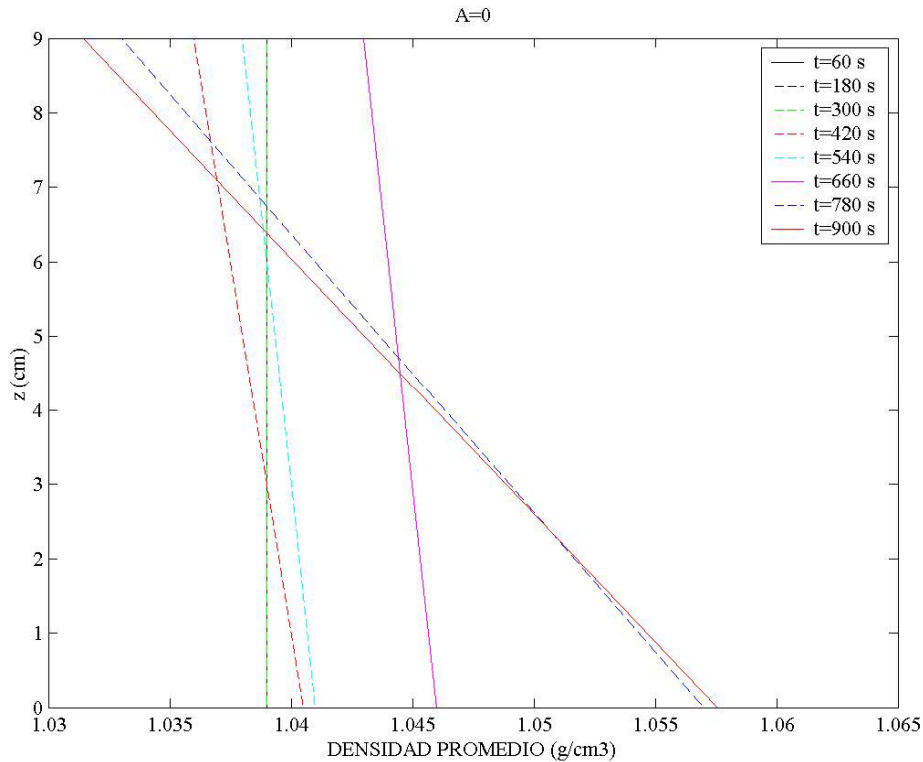


Figura VII.5. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos de mezcla realizados con una distribución de densidad que es neutra, luego el número de Atwood $A=0$.

Los perfiles verticales de densidad corresponden a valores promedio realizados cada 60 segundos. Por tanto, el perfil inicial corresponde a $t=0$ s, el primer perfil a $t=60$ s, el segundo perfil a $t=120$ s y así sucesivamente.

Igual que sucedía en el caso inestable, la aglomeración de puntos presentes en la evolución no permite ver el comportamiento del conjunto y por este motivo se hacen los ajustes. Por tanto, la evolución temporal de un perfil de densidad representada por el comportamiento a lo largo del tiempo de los mencionados ajustes.

Se observa que en los primeros instantes de la evolución temporal aparecen algunos perfiles que son inestables (la densidad aumenta con la altura) y que están asociados con pendientes positivas en el ajuste lineal correspondiente. La explicación de la aparición de estos perfiles reside en que en el momento en el que se forman las estructuras fluidas que mezclan la capa densa y la ligera, puntualmente, la densidad puede ser mayor que la de la capa ligera.

Al transcurrir el tiempo, se observa que los ajustes lineales asociados van modificando su pendiente que cada vez es más negativa, luego el perfil de densidad se está volviendo estable como sucedía en el caso inestable. Por tanto, el comportamiento temporal de los perfiles de densidad se caracteriza por su evolución desde un perfil indiferente hasta uno estable.

A continuación, se muestran dos evoluciones temporales de los perfiles verticales de densidad correspondientes a experimentos realizados con una distribución de densidad que es estable. Cada una de las evoluciones mostradas corresponde a pruebas realizadas con uno de los dos geles, el más viscoso y el de menor viscosidad.

A grandes rasgos, las evoluciones temporales de los perfiles de densidad asociadas a los dos valores del número de Atwood – a los dos geles - son análogas entre sí y semejantes a las vistas tanto en el caso inestable.

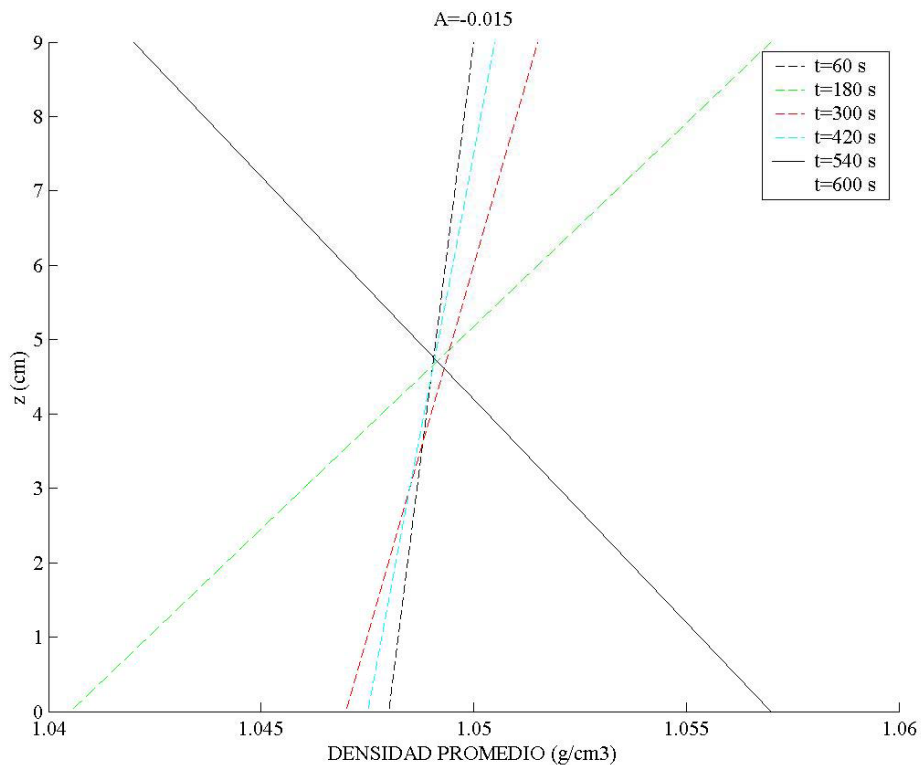


Figura VII.6. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos de mezcla realizados con una distribución de densidad que es estable. El número de Atwood es $A=-0.015$.

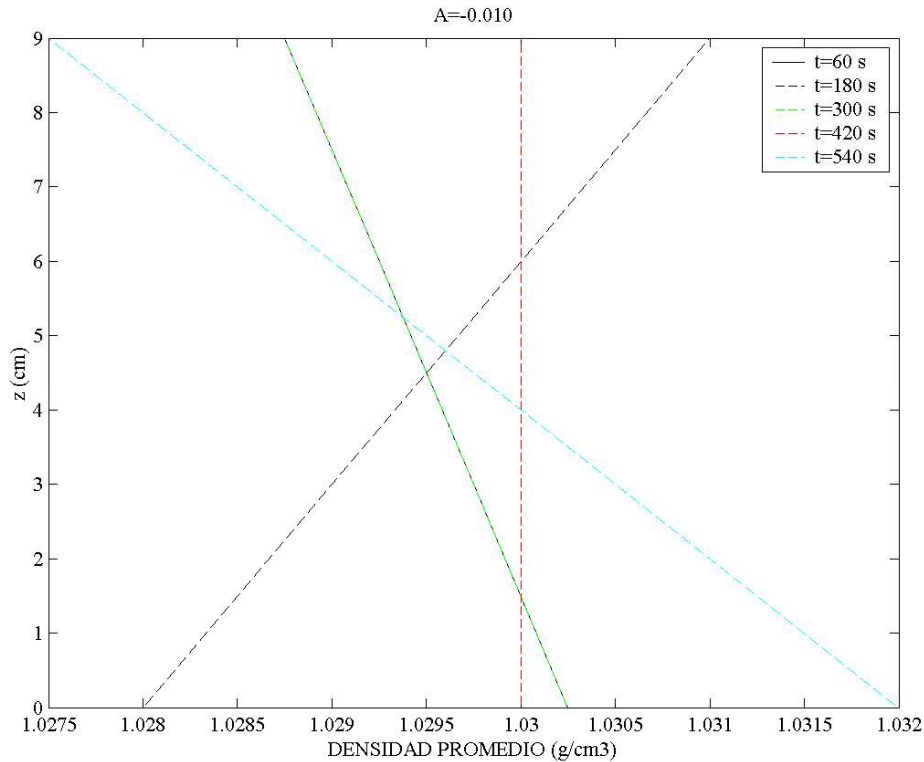


Figura VII.7. Evolución temporal de los perfiles verticales promedio de densidad correspondiente a experimentos de mezcla realizados con una distribución de densidad que es estable, luego el número de Atwood $A = -0.010$.

De nuevo, los perfiles verticales de densidad corresponden a valores promedio realizados cada 60 segundos. La figura VII.6 muestra la evolución temporal del perfil de densidad correspondiente a pruebas realizadas con el gel más viscoso bajo condiciones estables. Y la figura VII.7 es la correspondiente a experimentos hechos con el gel menos viscoso y también bajo condiciones estables.

Los perfiles de densidad de los primeros instantes de la evolución son inestables y los ajustes lineales asociados tienen pendientes positivas. Según transcurre el proceso de mezcla, los ajustes lineales correspondientes a los perfiles de densidad modifican su pendiente que pasa de ser positiva a negativa. Por tanto, el comportamiento temporal de los perfiles de densidad se caracteriza, de nuevo, por su evolución desde el perfil estable inicial hasta otro también estable, pasando por una etapa intermedia inestable.

La comparación de la evolución de los ajustes lineales correspondientes a los perfiles verticales de densidad obtenidos bajo diferentes condiciones experimentales – número de Atwood y gel – se realiza más adecuadamente por medio del estudio de la evolución de las pendientes C asociadas a dichos ajustes. La tabla VII.1 muestra

los valores de las mencionadas pendientes correspondientes a los ajustes lineales hechos a los perfiles de densidad obtenidos en experimentos realizados tanto con el gel más viscoso como con el de menor viscosidad bajo condiciones de una distribución indiferente de densidad. Por tanto, el número de Atwood es nulo siempre y no es preciso hacer ninguna selección de valores de este parámetro adimensional. La primera columna de esta tabla muestra el número de Atwood A seleccionado, la segunda representa el número de orden que da la posición temporal del perfil de densidad, la tercera es el tiempo adimensional t/t^* correspondiente al perfil de densidad y la cuarta y última columna es la pendiente C asociada a los ajustes lineales que representan a los perfiles de densidad.

NÚMERO ATWOOD, A	NÚMERO ORDEN PERFIL	TIEMPO ADIMENSIONAL, t/t^*	PENDIENTE, C
0	1	0.067	-1.3004E+16
0	2	0.133	-1.3004E+16
0	3	0.2	-1.3004E+16
0	4	0.267	-1.3004E+16
0	5	0.333	-1.3004E+16
0	6	0.4	-6000
0	7	0.467	-2000
0	8	0.533	-6000
0	9	0.6	-3000
0	10	0.667	-6000
0	11	0.733	-3000
0	12	0.8	-375
0	13	0.867	-375
0	14	0.933	-214.286
0	15	1	-344.498

Tabla VII.1. Datos correspondientes a experimentos realizados con una distribución de densidad que es indiferente. Se muestra: el número de Atwood, A cuyo valor es nulo; el número de orden del perfil de densidad junto con su tiempo adimensional t/t^* correspondiente y la pendiente C asociada al ajuste lineal hecho al perfil de densidad.

A continuación se muestra la tabla VII.2 que es equivalente a la anterior en el sentido de que aparecen las mismas magnitudes pero los valores corresponden a los perfiles de densidad obtenidos en experimentos realizados con una distribución de densidad que es estable y con ambos geles. De nuevo, se muestran los valores de las pendientes C asociadas a los ajustes lineales junto con el tiempo adimensional correspondiente a la posición de cada perfil de densidad. Respecto al número de Atwood se muestran los dos únicos valores con los que se han realizado

experimentos de mezcla turbulenta bajo condiciones estables, es decir, no ha habido selección de este parámetro adimensional.

NÚMERO ATWOOD, A	NÚMERO ORDEN PERFIL	TIEMPO ADIMENSIONAL, t/t^*	PENDIENTE, C
-0.015	1	0.1	0
-0.015	2	0.2	-1500
-0.015	3	0.3	4500
-0.015	4	0.4	509.804
-0.015	5	0.5	545.455
-0.015	6	0.6	-1500
-0.015	7	0.7	2000
-0.015	8	0.8	3000
-0.015	9	0.9	3000
-0.015	10	1	-600
-0.010	1	0.111	-6000.000
-0.010	2	0.222	-2000.000
-0.010	3	0.333	3000.000
-0.010	4	0.444	-6000.000
-0.010	5	0.556	-6000.000
-0.010	6	0.667	-6000.000
-0.010	7	0.778	6.5586E+15
-0.010	8	0.889	6.5586E+15
-0.010	9	1	-2000.000

Tabla VII.2. Datos correspondientes a experimentos realizados con una distribución de densidad que es estable y con ambos geles. Se muestra: el número de Atwood, A; el número de orden del perfil de densidad junto con su tiempo adimensional t/t^* correspondiente y la pendiente C asociada al ajuste lineal hecho al perfil de densidad.

El estudio del comportamiento a lo largo del tiempo de las pendientes C asociadas a los ajustes lineales hechos a los perfiles verticales de densidad se realiza mediante la representación gráfica de la pendiente C del ajuste en función del tiempo adimensional. El motivo es que la evolución temporal de los perfiles de densidad se representa por la de los ajustes lineales correspondientes. A continuación se representan gráficamente las pendientes C en función del tiempo adimensional t/t^* para cada valor del número de Atwood, es decir, tanto para pruebas realizadas con distribución estable como neutra de densidad. Posteriormente, se aplica un nuevo ajuste empírico lineal con vistas a entender mejor el comportamiento que aparezca en estos datos correspondientes a las pendientes C.

La figura VII.8 muestra el comportamiento de la pendiente C en función del tiempo adimensional t/t^* correspondiente a perfiles de densidad obtenidos en

experimentos realizados con una distribución de densidad que es neutra mientras que la figura VII.9 corresponde a la distribución de densidad que es estable.

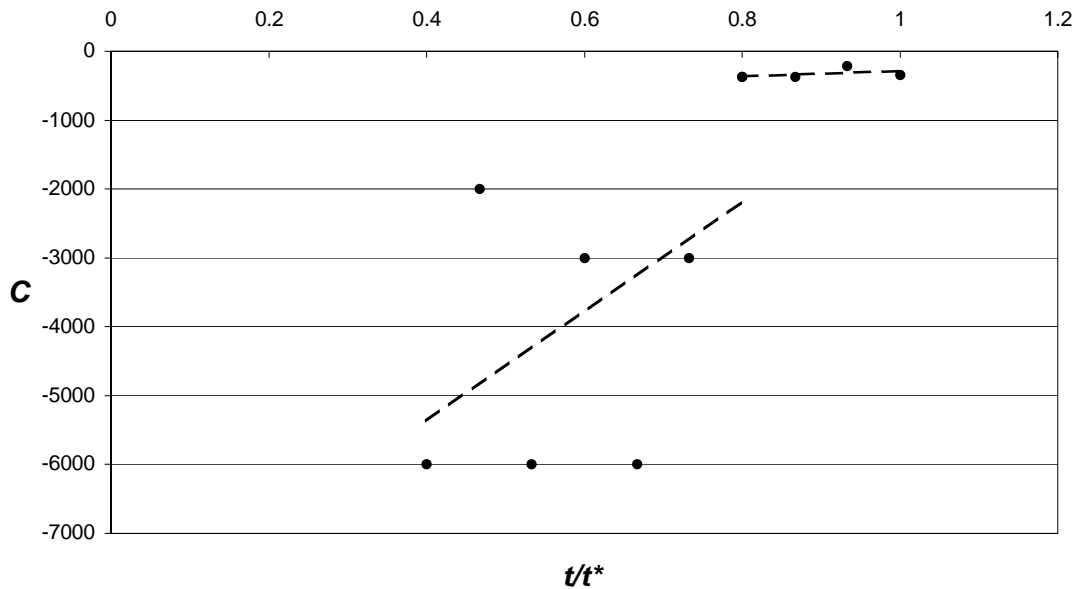


Figura VII.8. Evolución temporal de la pendiente C de los ajustes lineales asociados a los perfiles de densidad para experimentos realizados con una distribución de densidad que es indiferente. Se muestran también los ajustes lineales realizados a los datos mostrados.

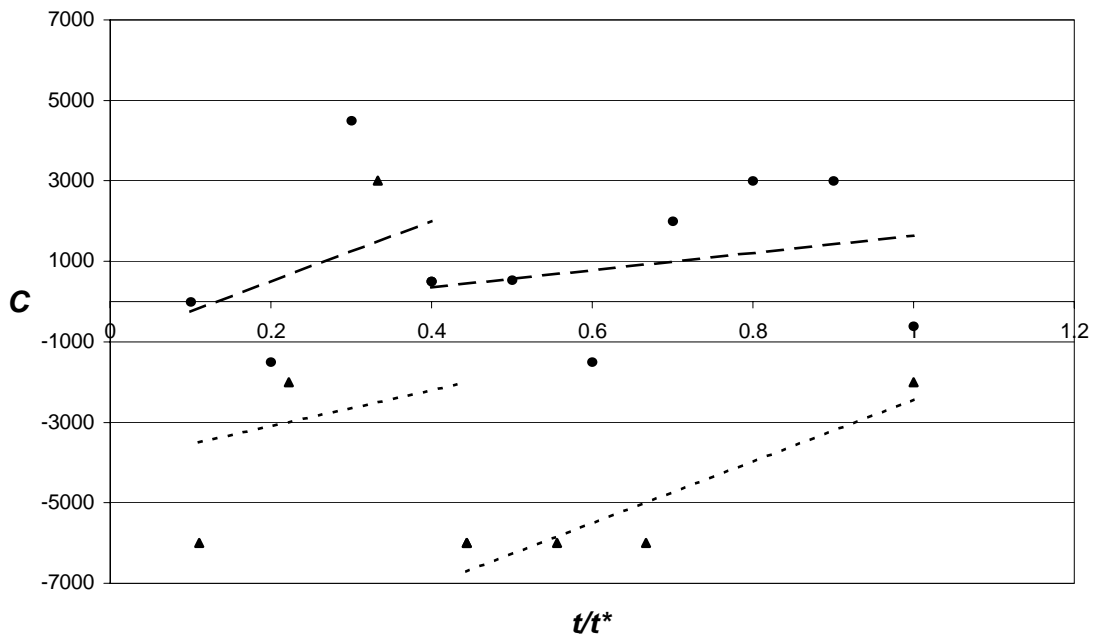


Figura VII.9. Evolución temporal de la pendiente C de los ajustes lineales asociados a los perfiles de densidad para experimentos con una distribución estable de densidad y ambos geles. Se muestran también los ajustes lineales realizados a los datos mostrados.

Las figuras VII.8 y VII.9 muestran los ajustes empíricos de tipo lineal realizados a los datos de la pendiente C^I en función del tiempo adimensional t/t^* . El objetivo que se pretende lograr con estos últimos ajustes es clarificar el comportamiento de la pendiente de los perfiles de densidad en función del tiempo y del número de Atwood. Para evitar errores hay que recordar para cada número de Atwood obtenemos tantos valores de la pendiente C como perfiles de densidad tengamos. Por otra parte, se realiza un ajuste lineal, cuya pendiente denotamos como D , a estos puntos que representan las pendientes C .

La tabla VII.3 muestra el número de Atwood, la rama o zona en la que se ha hecho el ajuste, la pendiente D y el coeficiente de correlación que indica la bondad de estos últimos ajustes lineales.

NÚMERO ATWOOD, A	PENDIENTE RAMA 1, D_1	PENDIENTE RAMA 2, D_2	CORRELACIÓN RAMA 1, r_1^2	CORRELACIÓN RAMA 2, r_2^2
0	7977.1	376.70	0.26	0.18
-0.010	4504.5	7707.9	0.02	0.86
-0.015	7529.4	2171.3	0.14	0.07

Tabla VII.3. Valores de los ajustes lineales realizados a los datos correspondientes al comportamiento de la pendiente C en función del tiempo adimensional t/t^* para los valores seleccionados del número de Atwood. Se presenta la pendiente y el coeficiente de correlación de esos ajustes desglosados en las dos ramas que se aprecian en el comportamiento de C .

Las figuras VII.8, VII.9 y la tabla VII.3 permiten deducir las siguientes conclusiones. Respecto al caso neutro se observa que su comportamiento es bastante parecido al que tenía lugar en el caso inestable. Es decir, aparecen dos ramas con comportamiento de la pendiente C claramente distinto. La diferencia entre ambos casos reside en que mientras en el caso inestable el paso de una rama a la otra tenía lugar aproximadamente cuando había transcurrido el 40% del tiempo total, en el caso neutro sucede cuando ha transcurrido aproximadamente el 80% de la duración total, es decir, los perfiles de densidad comienzan a cambiar su pendiente casi al final del proceso.

¹ Remarcamos que esta pendiente C está asociada a los ajustes lineales que se han realizado a los perfiles verticales de densidad.

La figura VII.9 muestra la evolución de la pendiente C en función del tiempo adimensional t/t^* correspondiente a perfiles de densidad obtenidos en experimentos realizados con una distribución de densidad que es estable junto con los respectivos ajustes lineales. Se observa que el comportamiento es diferente respecto del que tenía lugar en los casos inestable y neutro. De nuevo, aparecen dos ramas con comportamiento de la pendiente C claramente distinto que consiste en un cambio en el tipo de crecimiento que presenta la pendiente C . El paso de una rama a la otra tiene lugar aproximadamente cuando ha transcurrido el 40% del tiempo total, es decir, los perfiles de densidad comienzan a cambiar su pendiente hacia la mitad del proceso.

La rama primera se extiende desde el inicio hasta que el tiempo adimensional t/t^* alcanza un valor aproximado de 0.4 y se caracteriza por un crecimiento rápido de los valores de la pendiente C según transcurre el tiempo aunque no se aprecia una diferencia muy significativa en función del número de Atwood.

La rama segunda va desde el valor de 0.4 hasta que se completa el período temporal, luego ocupa un 60% del total y se caracteriza también por un crecimiento de la pendiente C con el tiempo. Se observa que en la transición de una rama a la otra existe un salto *descendente* en el sentido de que el valor de la pendiente C disminuye cuando se inicia la segunda rama respecto del final de la primera.

En principio, la pendiente D de los ajustes lineales realizados al comportamiento de la pendiente C en función del tiempo adimensional disminuye al aumentar el número de Atwood, luego al cambiar de gel, en la rama primera. Esto significa que la pendiente C de los perfiles de densidad cada vez es menor al aumentar este parámetro adimensional.

En la segunda rama la pendiente D de los ajustes lineales mostrados en la figura VII.9 y realizados al comportamiento de la pendiente C en función del tiempo adimensional aumenta al aumentar el número de Atwood, es decir, al cambiar el de gel. Por tanto, durante la segunda rama que representa la parte final de la duración total, los perfiles de densidad también modifican su pendiente tanto con el tiempo como con el número de Atwood a diferencia de lo que pasaba en el caso inestable.

VII.3 EVOLUCIÓN TEMPORAL DE LA ALTURA DE LA CAPA MEZCLADA

El objetivo es analizar el crecimiento del espesor de la capa mezclada h_M a lo largo de la etapa final del proceso de mezcla parcial si la distribución inicial de densidad es estable o neutra. Este estudio debería realizarse según el procedimiento descrito en los apartados III.3.3.2 y VI.4.2 que permite obtener medidas del tiempo y del desplazamiento vertical de la interfase estable de densidad cuya posición es la altura h_m y cuyo valor se determina gracias a la digitalización de los videos experimentales correspondientes.

El análisis de la evolución temporal de la altura de la capa mezclada correspondiente a procesos de mezcla turbulenta realizados bajo distribuciones de densidad que sean estables o indiferentes está muy influido por las características de los mismos descritas en los apartados IV.2 y IV.3, respectivamente. Por ello, las peculiares características de los procesos de mezcla turbulenta realizados con distribuciones de densidad estables o neutras ha hecho que sea prácticamente imposible la determinación de la posición de la altura h_m a lo largo del tiempo con los medios técnicos utilizados. Por tanto, no es posible realizar ningún estudio referente a la evolución temporal de la altura de la capa mezclada. A continuación justificamos esta decisión mediante la presentación de varias secuencias de fotogramas en las que es posible observar las características de la etapa final del proceso de mezcla y las dificultades de la medida.

Los experimentos sobre mezcla turbulenta realizados con una distribución de densidad que es estable se caracterizan por la existencia de una flotabilidad opuesta al desarrollo de cualquier movimiento en el sentido de la gravedad, frenándose así la penetración de la capa densa en la capa ligera, luego el proceso de mezcla. Como consecuencia se constituye una capa mezclada de pequeño espesor situada debajo del estrato de gel CMC en claro contraste con la obtenida en condiciones inestables. La serie de figuras desde la VII.10(1) hasta la VII.10(8) muestra una secuencia de fotogramas en los que puede observarse la evolución temporal de la altura de la capa mezclada correspondiente a un experimento realizados bajo condiciones estables. Se aprecia que la formación de la capa mezclada tiene lugar relativamente pronto porque apenas se generan fenómenos fluidos ni se produce una gran mezcla, siendo

este fenómeno demasiado rápido respecto de la frecuencia de obtención de fotogramas utilizada en la digitalización. Por otra parte, una vez constituida dicha capa mezclada apenas sufre variación alguna debido a la influencia de la flotabilidad negativa – por ejemplo, no se aprecian ondas internas - y, por tanto, no existiría evolución temporal de la altura de la capa mezclada asociada.

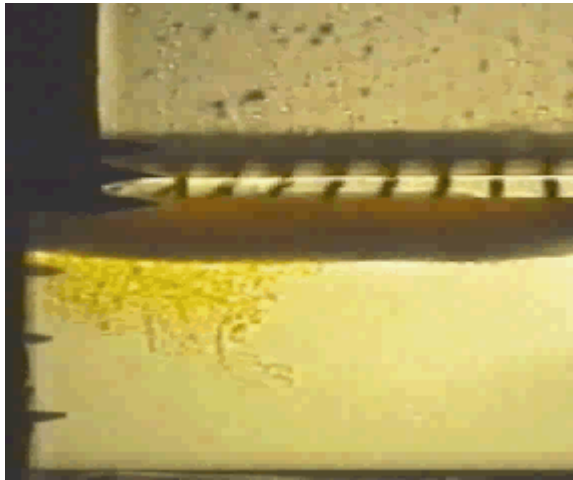


Figura VII.10(1). La estructura fluida resultante de la *desintegración* del penacho turbulento generado inicialmente se eleva cada vez más y se desarrolla menos ($t= 6.36$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

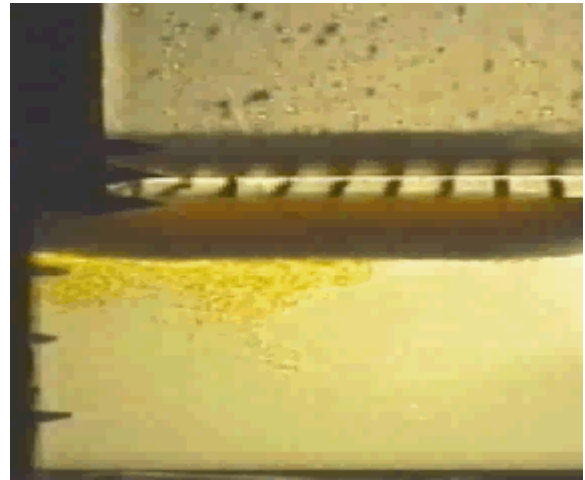


Figura VII.10(2). La estructura fluida comienza a desaparecer según se va extendiendo y la microestructura fina disminuye ($t= 10.24$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

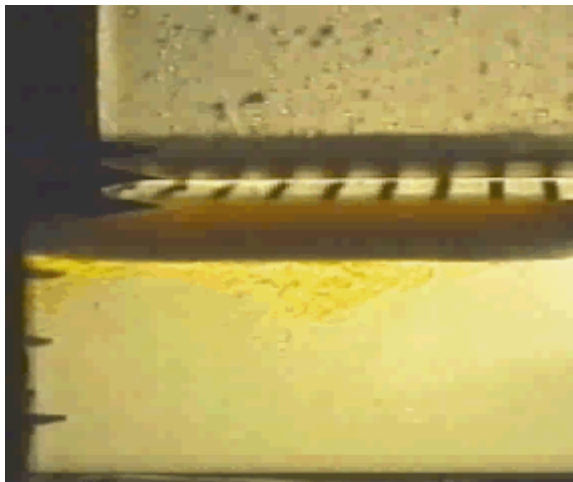


Figura VII.10(3). La estructura fluida se extiende y la turbulencia, luego la mezcla, disminuyen ($t= 14.24$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

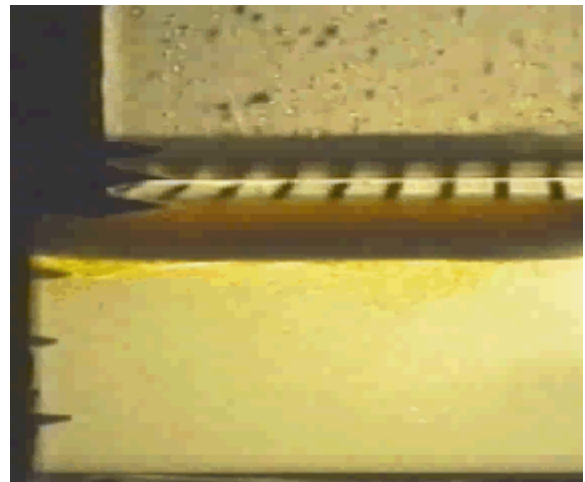


Figura VII.10(4). La estructura fluida continúa su proceso de *alargamiento* por efecto de la flotabilidad negativa y opuesta a cualquier movimiento ($t= 15.44$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

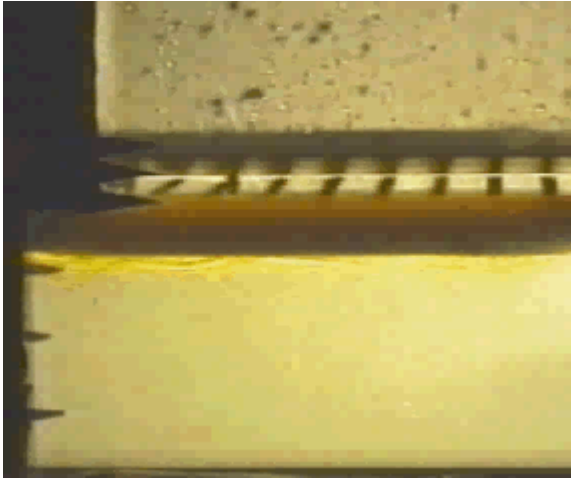


Figura VII.10(5). Tras la desaparición de las estructuras fluidas pueden observarse la presencia de posibles ondas internas ($t=18.24$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

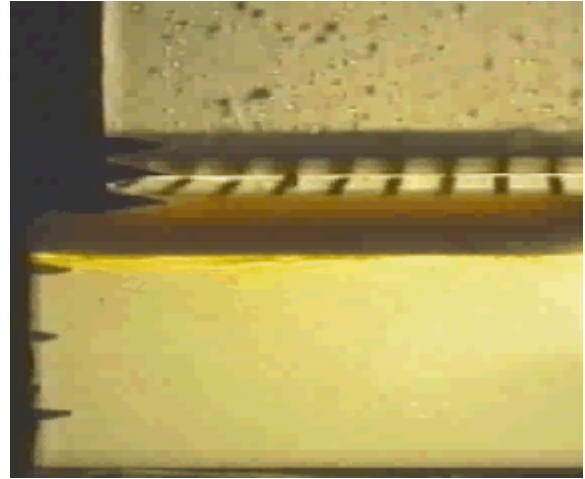


Figura VII.10(6). Desaparición de cualquier estructura fluida. La turbulencia decae lentamente ($t=22.24$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

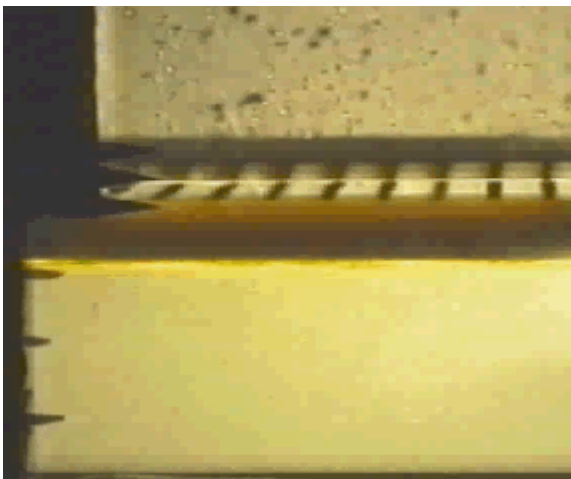


Figura VII.10(7). El transcurso del tiempo estabiliza aún más el sistema fluido en el que no existe estructura fluida alguna ($t=42.24$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

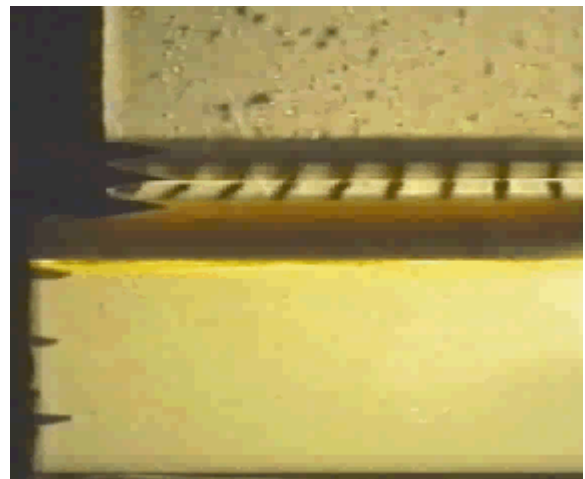


Figura VII.10(8). Estado final del proceso de mezcla turbulenta ($t=102.16$ s). Se observa una estrecha capa mezclada situada debajo del estrato de gel CMC. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

Los experimentos sobre mezcla turbulenta realizada con una distribución inicial de densidad que es indiferente se caracterizan por la existencia de una flotabilidad neutra que no impide el movimiento relativo de los fluidos implicados ni tampoco lo favorece. Por tanto, el desarrollo del proceso de mezcla, luego de la capa

mezclada, no se ve favorecido. Como consecuencia la influencia de la flotabilidad es pequeña y existe una gran influencia por parte de las condiciones experimentales pudiéndose generar procesos de mezcla con características muy variadas como se muestra a continuación. Por ello, en el caso neutro la capa mezclada puede tener también características, desde ser de pequeño espesor hasta tener un espesor mayor y estar mal delimitada. Sin embargo, en general, esta capa mezclada queda situada debajo del estrato de gel CMC con mayor o menor espesor.

La serie de figuras desde la VII.11(1) hasta la VII.11(8) muestra dos secuencias de fotogramas correspondientes a la evolución temporal de la altura de la capa mezclada asociada a experimentos realizados bajo condiciones indiferentes. Se observa que en este caso sí pueden generarse distintos fenómenos fluidos antes de la constitución de la capa mezclada como tal, pero que una vez formada sufre ligeras modificaciones en su posición difíciles de detectar y medir en los fotogramas. Posteriormente, debido a la influencia de la flotabilidad neutra, la capa mezclada queda *suspendida* en el fluido ambiente sin más evolución.

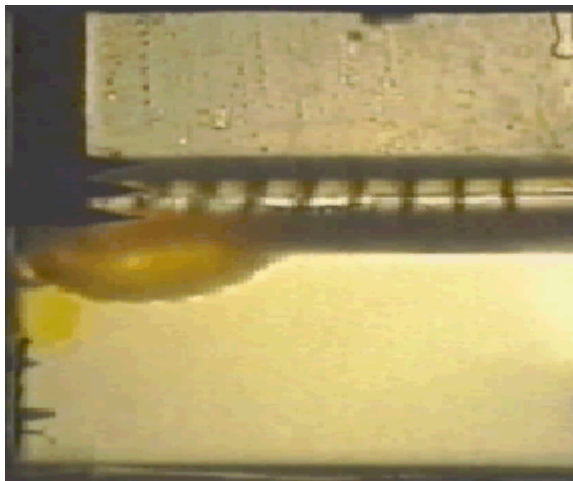


Figura VII.11(1). La protuberancia de gel se rompe y la capa densa comienza a fluir sin forma definida entrando en contacto con la capa ligera ($t= 47.88$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

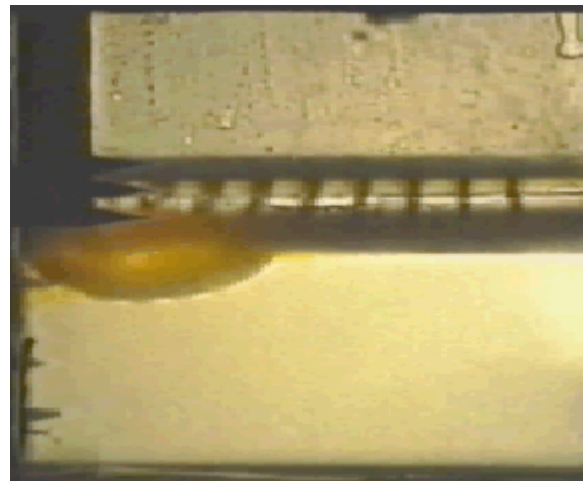


Figura VII.11(2). El penacho que surge de la protuberancia de gel no evoluciona. La capa densa se extiende lateralmente entrando en contacto con la capa ligera ($t= 56.28$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

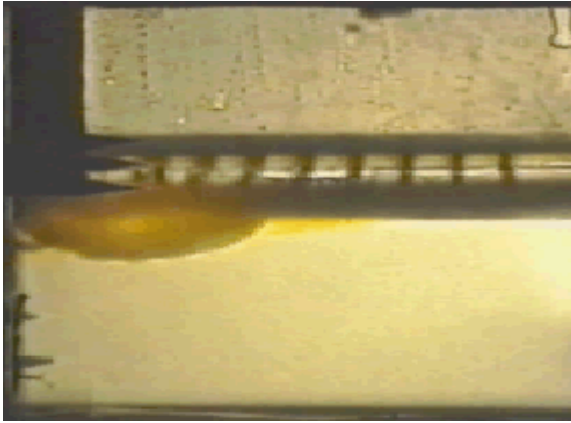


Figura VII.11(3). La ruptura de la protuberancia de gel prosigue. La capa densa fluye lentamente sin la aparición de ninguna estructura fluida ($t= 76.88$ s). Características experimentales: $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

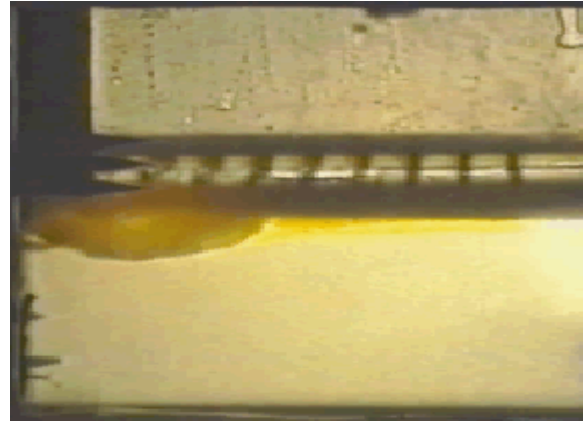


Figura VII.11(4). La capa densa se extiende a lo largo de la cubeta experimental sin la aparición de ninguna estructura fluida y se mezcla ($t= 81.88$ s). Características: $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

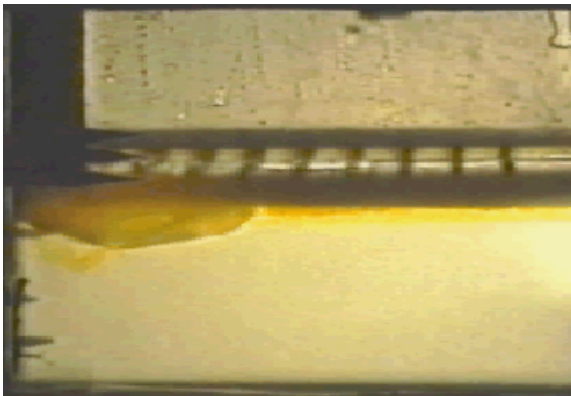


Figura VII.11(5). La protuberancia de gel comienza a perder su forma característica al vaciarse de la capa densa ($t= 94.28$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

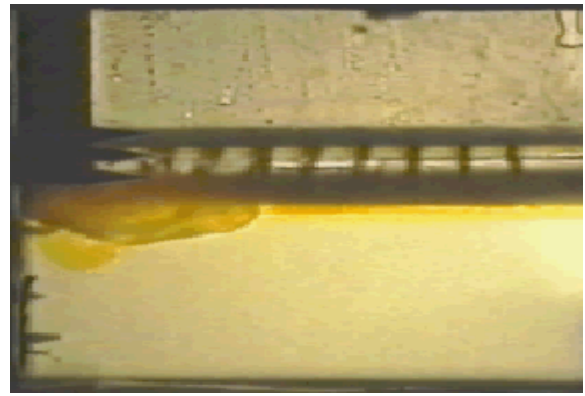


Figura VII.11(6). La protuberancia de gel continúa su proceso de vaciado. La capa densa fluye a través de una estructura en forma de chorro que no se desarrolla por las condiciones de estratificación ($t= 123.08$ s). Características experimentales: $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

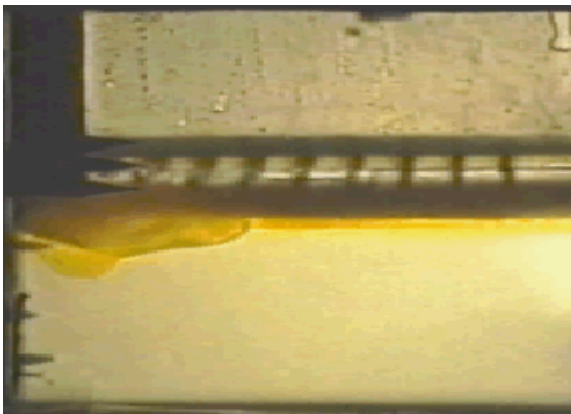


Figura VII.11(7). La protuberancia de gel prácticamente ha desaparecido. El estrato de gel tiende a recuperar su estado original. La capa mezclada ya está constituida ($t= 163.88$ s). Características: $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

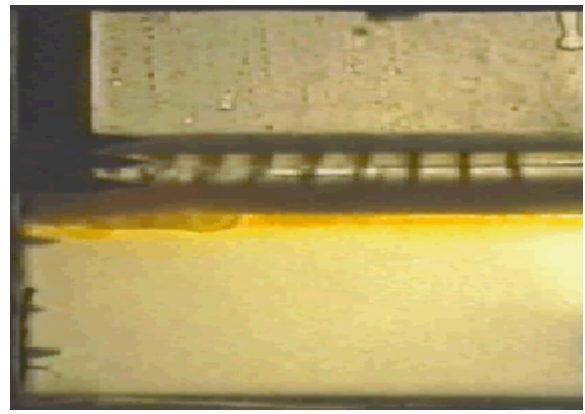


Figura VII.11(8). Estado final del proceso de mezcla turbulenta. Se observa una estrecha capa mezclada situada debajo del estrato de gel CMC ($t= 202.68$ s). Características experimentales: $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=0$.

En la anterior secuencia de fotogramas (desde la figura VII.11(1) hasta la VII.11(8)) se observa que este proceso de mezcla se desarrolla con pocos fenómenos fluidos –una protuberancia tan sólo- y que finaliza con una capa mezclada muy delgada situada debajo del estrato de gel y sobre la capa ligera que no ha participado en el proceso.

A continuación, se muestra otra secuencia temporal de fotogramas correspondiente a otro proceso de mezcla generado bajo condiciones indiferentes (figuras VII.12(1) a VII.12(6)). Puede apreciarse con claridad la diferencia de comportamiento respecto del proceso anteriormente mostrado aún siendo las condiciones experimentales las mismas (figuras VII.11(1) a VII.11(8)).

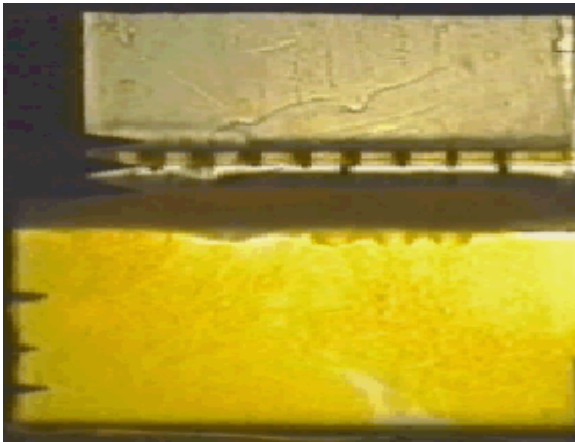


Figura VII.12(1). Mezcla generalizada en el interior de la cubeta experimental. La microestructura fina comienza a disminuir. Aún se observan zonas de origen de penachos ($t= 10.32$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

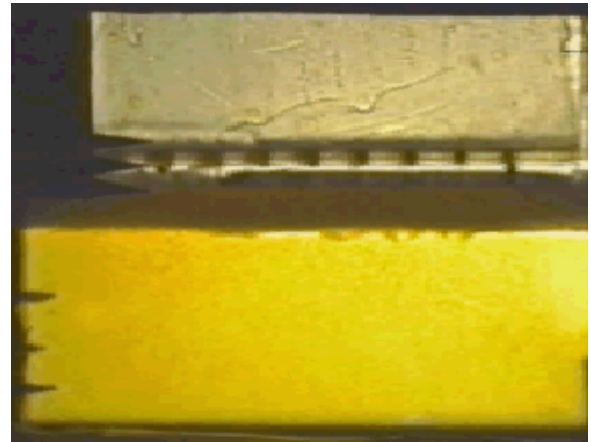


Figura VII.12(2). Disminución de la turbulencia, luego de la mezcla. La microestructura fina prácticamente ha desaparecido y la capa mezclada ya es identificable ($t= 13.92$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

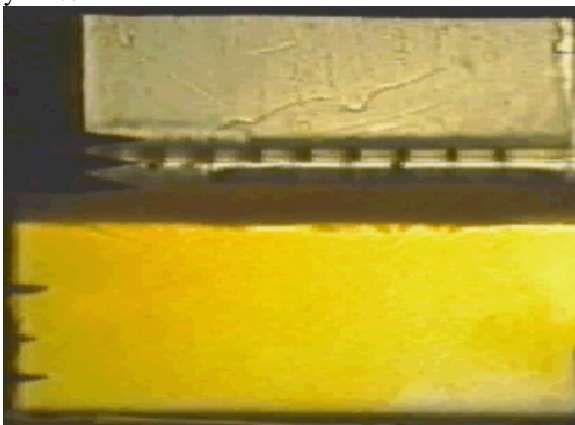


Figura VII.12(3). Inicio de la elevación de la capa mezclada ya formada después de rebotar en el fondo de la cubeta experimental ($t= 29.92$ s). Características experimentales: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

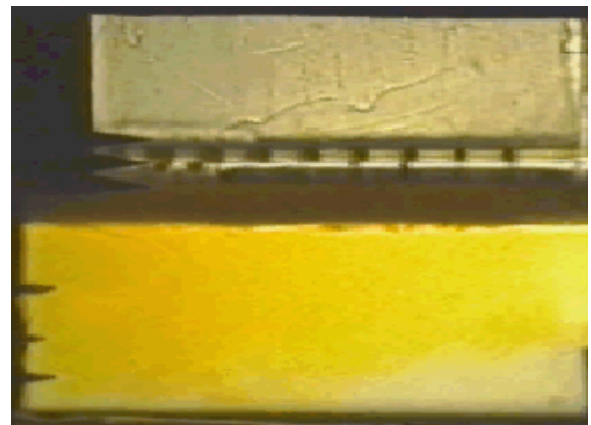


Figura VII.12(4). La capa mezclada ya formada y tras rebotar en el fondo de la cubeta experimental se eleva lentamente ($t= 36.92$ s). Características experimentales: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

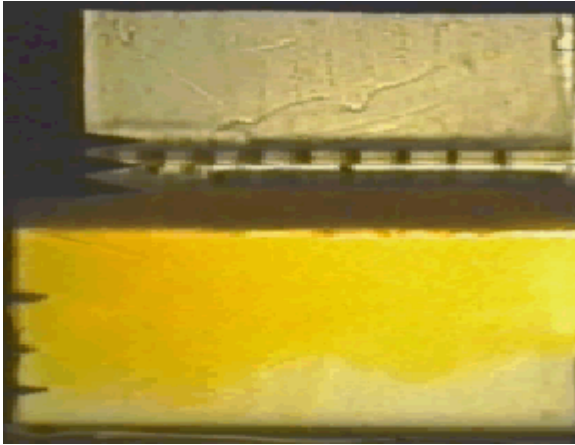


Figura VII.12(5). Movimiento de ascenso de la capa mezclada ($t= 48.52$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

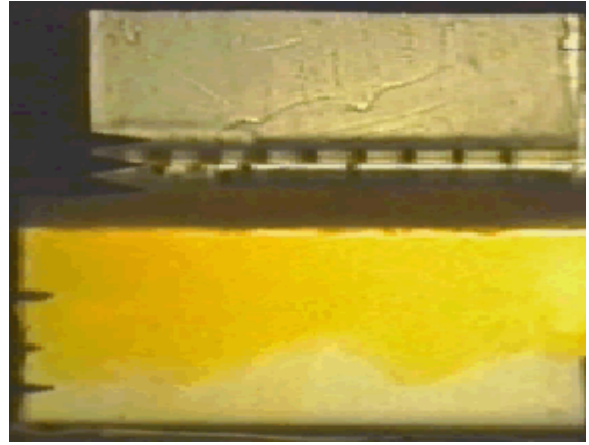


Figura VII.12(6). Estado final del proceso de mezcla turbulenta bajo condiciones neutras ($t= 57.88$ s). Se observa una capa mezclada de espesor variable situada debajo del estrato de gel CMC. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

Como se observa en los anteriores fotogramas, en este caso la capa mezclada resultante tras el proceso de mezcla turbulenta realizado bajo condiciones indiferentes es de mayor espesor y está delimitada inferiormente por una *separación*, no interfase de densidad¹, difusa y no horizontal. A pesar del transcurso del tiempo esta *separación* no se vuelve más horizontal ni la capa mezclada modifica su aspecto ni espesor sino que queda como *congelada* al no tener más energía. Estas características añaden una mayor dificultad para la obtención de las medidas de la posición vertical de la altura de la capa mezclada.

Dada la disparidad de comportamientos que son posibles en el caso de la distribución neutra de densidad, las medidas correspondientes a la posición de la altura de la capa mezclada no serían muy significativas. Por ello, no se realiza el estudio correspondiente a la evolución temporal de la altura de la capa mezclada asociada a una distribución indiferente de densidad.

¹ Si por interfase de densidad se entiende la zona que limita dos fluidos de distinta densidad, en el caso neutro nunca pueden existir interfases porque la capa mezclada tiene la misma densidad que la ligera o la densa. Por tanto, a ambos lados de esa *separación* o supuesta interfase que limita la capa mezclada existe la misma densidad.

VII.4 LA EVOLUCIÓN TEMPORAL DEL FRENTE CONVECTIVO DE LOS PENACHOS TURBULENTOS

Este apartado tiene como objetivo fundamental analizar la velocidad de descenso y el comportamiento temporal del frente convectivo¹ asociado a los penachos turbulentos que pudieran generarse en procesos con distribuciones iniciales de densidad que sean estables o neutras.

En el caso inestable el estudio de la evolución temporal del frente convectivo incluía otro objetivo que era la comparación entre el crecimiento de los frentes convectivos de los penachos turbulentos y la evolución temporal del frente de una inestabilidad Rayleigh-Taylor pura para discernir cuál es la influencia de estos dos fenómenos sobre el desarrollo del proceso de mezcla. Sin embargo, esta inestabilidad hidrodinámica, por su propia naturaleza, no es viable si la distribución inicial de densidad es estable o neutra. Por tanto, no tiene sentido realizar la mencionada comparación en el presente apartado relativo a condiciones estables y neutras.

Los procesos de mezcla turbulenta realizados con una distribución inicial de densidad que es estable se caracterizan por la generación de un pequeño número de penachos turbulentos y por el efecto de la flotabilidad opuesto al desarrollo de los mismos, luego de la mezcla. El primer factor es consecuencia de la diferencia de densidad existente entre la capa densa y el estrato de gel CMC, y como el número de penachos generados es pequeño se tendrá un conjunto de datos pequeño relativos a la evolución temporal del frente convectivo. Por ello, quizás las conclusiones que de este estudio se deriven no sean suficientemente significativas. Respecto al segundo factor, las fuerzas de flotabilidad ejercen un efecto contrario al movimiento descendente de los penachos frenando el desarrollo de sus frentes convectivos.

Como resultado de estos dos factores se tiene que existen pocos frentes convectivos para analizar y que su crecimiento temporal está restringido (figuras VII.13(1) a VII.13(6)). No obstante, dado que sí se generan penachos turbulentos es posible realizar un análisis de la evolución temporal de los frentes convectivos

¹ El frente convectivo de un penacho turbulento es el límite que separa la parte frontal del penacho del fluido ambiente que le rodea, marcando su posición vertical y el avance del penacho.

correspondientes para pruebas experimentales con condiciones estables según el procedimiento descrito en los apartados III.3.3.2 y VI.4.3.

Las figuras VII.13(1) a VII.13(6) presentan a modo de ejemplo una parte del desarrollo de los frentes convectivos asociados a los penachos turbulentos generados en un experimento de mezcla turbulenta realizado con una distribución de densidad que es estable. No se muestra el desarrollo de este proceso desde su inicio ($t=0$ s) sino desde el momento en que aparecen los primeros penachos turbulentos. Se observa que la evolución temporal es muy distinta de la correspondiente a los penachos turbulentos asociados al proceso de mezcla bajo condiciones inestables. Las principales diferencias son las siguientes. En general, en el caso estable se generan un menor número de penachos turbulentos que se desarrollan mientras tengan suficiente energía para ello. Una vez que han gastado su energía, el efecto de la flotabilidad negativa hace que pierdan su estructura típica y que se eleven en vez de seguir descendiendo. Este fenómeno se muestra claramente al comparar la figura VII.13(5) con la VII.13(6) observándose que el frente convectivo retrocede y asciende. En la figura VII.13(6) se observa con nitidez que el penacho no alcanza el fondo de la cubeta. En este momento dejan de tomarse medidas al no tener un penacho turbulento creciendo, luego no tiene sentido analizar su evolución temporal. Por otra parte, dado que el número de penachos turbulentos generados es pequeño, las interacciones laterales son menos probables y de menor intensidad, e incluso inexistentes como muestran las figuras IV.13. Por ello, la aparición de un frente convectivo único es menos probable e incluso puede no existir como las figuras VII.13 muestran.

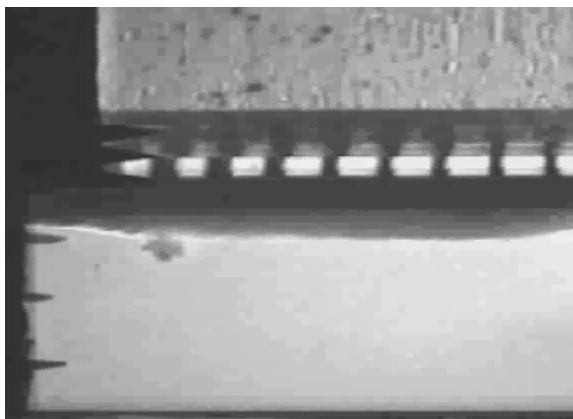


Figura VII.13(1). Inicio del proceso de mezcla turbulenta con el desarrollo de un penacho turbulento y una ligera deformación del estrato de gel ($t=0.48$ s). Características: $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

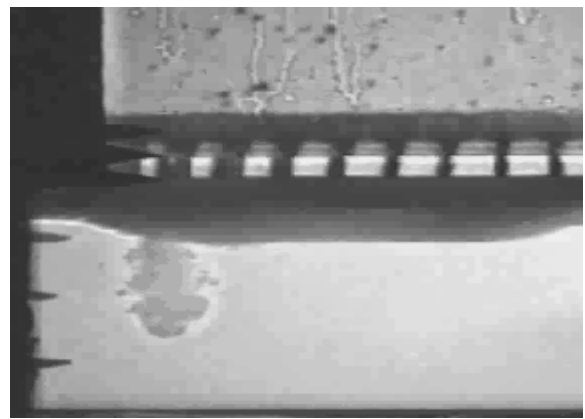


Figura VII.13(2). Desarrollo vertical del penacho turbulento de la figura VII.13(1). Mantiene aún su típica estructura ($t=0.88$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-$

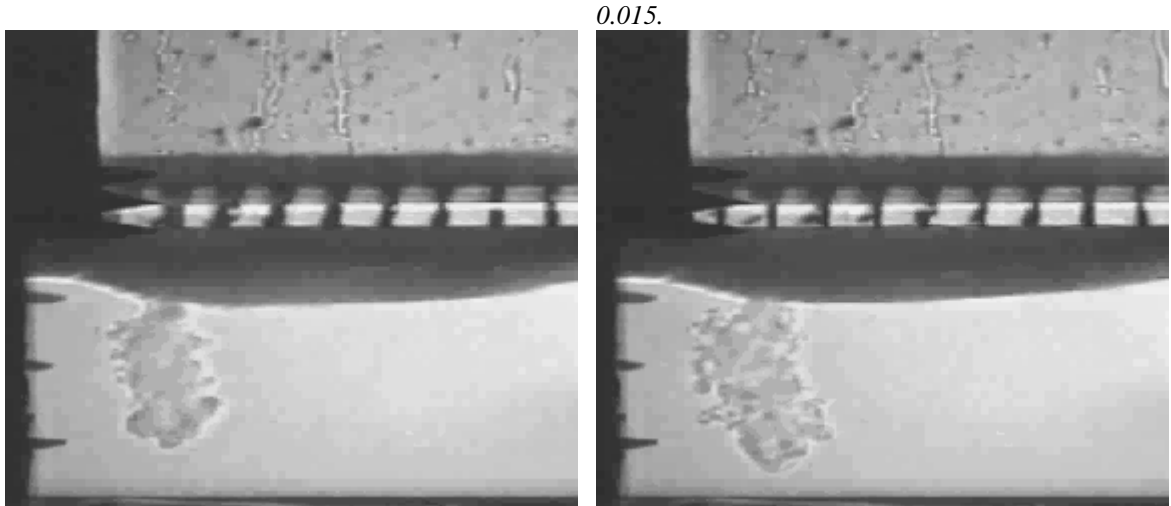


Figura VII.13(3). Desarrollo vertical del penacho turbulento ($t= 1.2$ s). Apenas es perceptible la microestructura fina. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

Figura VII.13(4). Evolución del penacho turbulento cuya estructura típica comienza a deteriorarse ($t= 2$ s). El penacho comienza a ser frenado por las fuerzas flotabilidad. Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$.

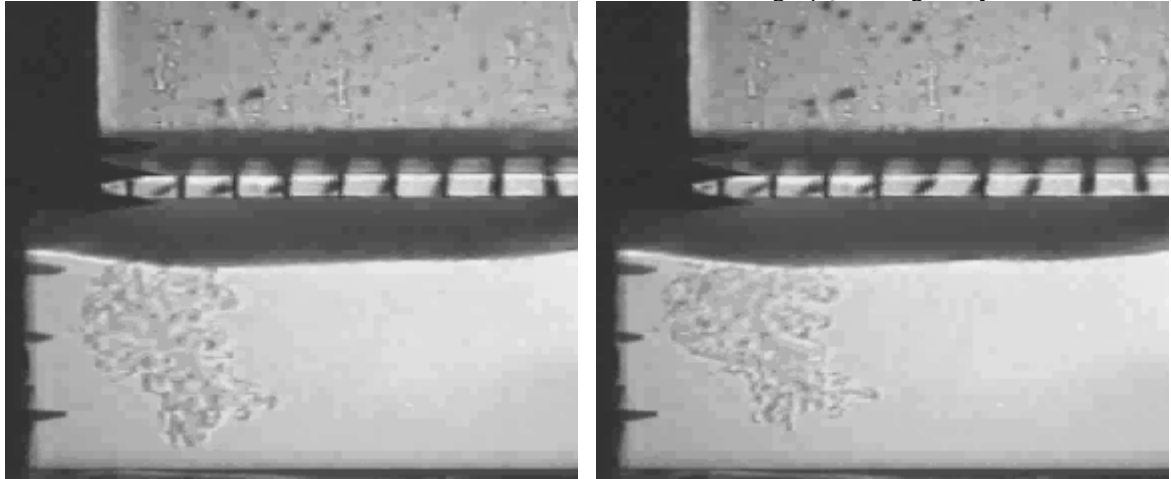


Figura VII.13(5). El penacho comienza a perder su estructura típica por el efecto de las fuerzas flotabilidad opuestas al movimiento descendente ($t= 2.16$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$

Figura VII.13(6). El penacho como tal ha desaparecido y el dominio de las fuerzas flotabilidad opuestas al movimiento descendente es completo ($t= 3.16$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.03$ g/cm³ y $A=-0.015$

Los procesos de mezcla turbulenta realizados con una distribución inicial de densidad que es indiferente se caracterizan por una mayor formación de penachos turbulentos, entre otras estructuras fluidas como protuberancias de gel. Por tanto, existe un número mayor de frentes convectivos cuya evolución temporal puede ser analizada según el procedimiento descrito. El desarrollo de estos penachos no se ve impedido por la influencia de la flotabilidad neutra que tampoco lo favorece.

Las figuras VII.14(1) a VII.14(10) presentan a modo de ejemplo una parte del desarrollo de los frentes convectivos asociados a los penachos turbulentos generados

en un experimento de mezcla turbulenta realizado con una distribución de densidad que es indiferente.

El análisis de los fotogramas presentados permiten realizar la siguiente descripción cualitativa. La etapa inicial del experimento de mezcla turbulenta con una distribución neutra de densidad se caracteriza por la presencia de varios penachos turbulentos cuyos frentes convectivos son perfectamente identificables como se muestra en las figuras VII.14. Estos penachos comienzan a desarrollarse como se observa en las figuras VII.14(1) a VII.14(9). En este caso, la parte frontal de los penachos turbulentos presenta una estratificación indiferente respecto del fluido ambiente, que es la capa ligera, al tener ambos la misma densidad. Por ello, el crecimiento no es realizado por la energía asociada a las fuerzas de flotabilidad sino que es posible gracias a la energía correspondiente al momento inicial que tiene la capa densa al ser depositada sobre el estrato de gel. Dada esta situación, podríamos pensar que el crecimiento de estos penachos no debería tener una componente de tipo cuadrático importante, que es propia de una situación inestable como la de la inestabilidad Rayleigh-Taylor. Además, en caso de que dicha componente existiera creemos que debería presentarse en el crecimiento inicial del penacho.

Según transcurre el tiempo los penachos turbulentos comienzan a interactuar lateralmente igual que sucedía en el caso inestable según muestran las figuras VII.14(4) a VII.14(9). La diferencia está en que al tener un número menor de penachos, las interacciones son menores. Como consecuencia algunos penachos van perdiendo su individualidad mientras que otros comienzan a desarrollarse. De esta forma, los frentes convectivos individuales comienzan a desaparecer y en su lugar aparece un frente convectivo único. La diferencia respecto del caso inestable es que este frente convectivo único no llega ocupar el área de la cubeta experimental y presenta dos zonas con diferente altura como se muestra en la figura VII.14(9).

Posteriormente, se observa en la figura VII.14(10) que el frente convectivo único que se formó en primer lugar sigue su evolución hasta alcanzar el fondo de la cubeta experimental mientras otros penachos inician su interacción lateral y constituyen otro frente convectivo único independiente del primero. Por tanto, en el interior de la capa ligera se repiten los fenómenos fluidos pero en distintas etapas de crecimiento.

Cualitativamente se puede concluir que durante las etapas inicial e intermedia del proceso de mezcla parcial asociado a una distribución de densidad que es indiferente el conjunto de penachos individuales se transforma en varios frentes convectivos con distinta evolución momento en el que deja de medirse el desplazamiento vertical de sus frentes. No se obtiene un frente convectivo único ni aproximadamente continuo.

El objetivo planteado es analizar el crecimiento del frente convectivo de los penachos generados experimentalmente, junto con el grado de crecimiento cuadrático si es que existe, así como su velocidad de descenso. No se describe el procedimiento que permite obtener los datos necesarios para analizar la evolución temporal del frente convectivo de los penachos puesto que ya ha sido descrito con anterioridad en la presente memoria. Se recordará que este análisis se realiza exclusivamente durante los primeros segundos de avance de los frentes convectivos, antes de que el flujo fluido alcance el fondo de la cubeta experimental.

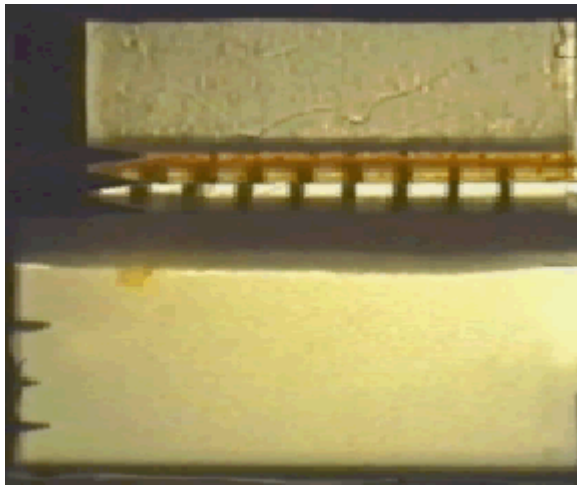


Figura VII.14(1). Inicio del proceso de mezcla turbulenta mediante la aparición de un penacho turbulento ($t=0.32$ s). Características experimentales: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

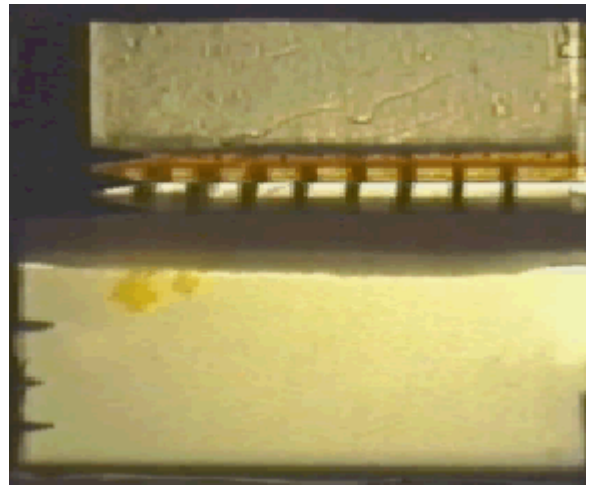


Figura VII.14(2). Desarrollo vertical del penacho turbulento de la figura VII.14(1) y aparición de un nuevo penacho ($t=0.44$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

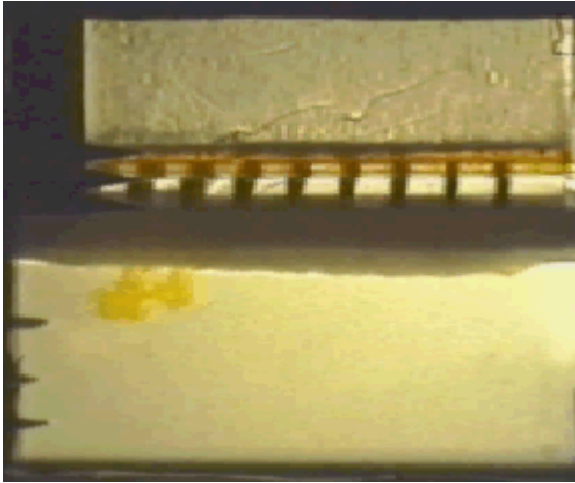


Figura VII.14(3). Desarrollo vertical de los penachos turbulentos aún sin interacción ($t= 0.48$ s). Experimento de mezcla turbulenta realizado con el gel $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

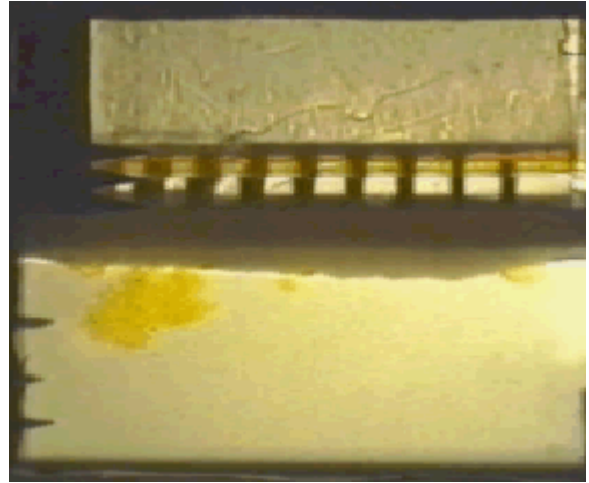


Figura VII.14(4). Evolución de los penachos turbulentos que comienzan a interaccionar lateralmente y formación de nuevos penachos ($t= 0.58$ s). Características: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

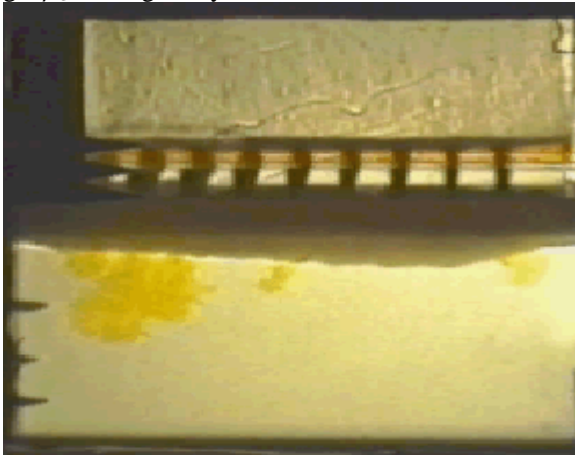


Figura VII.14(5). Evolución de los penachos turbulentos con interacción lateral. Formación inicial de una protuberancia de gel ($t= 0.72$ s). Características: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

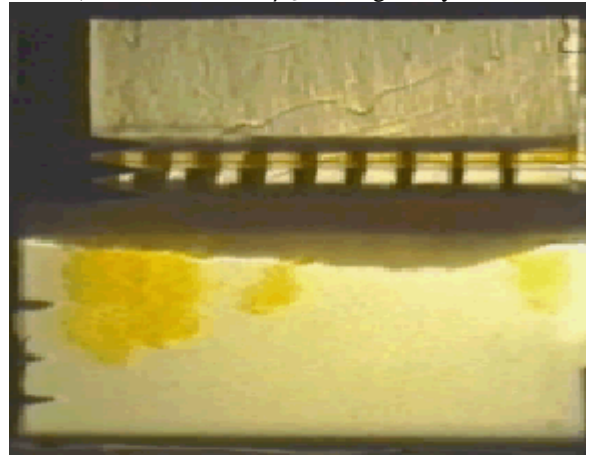


Figura VII.14(6). Evolución de los penachos turbulentos y de la protuberancia de gel ($t= 0.92$ s). Los primeros penachos han desaparecido como tales. Características: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

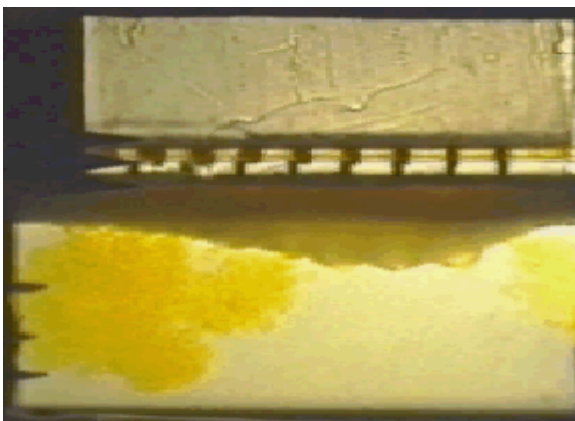


Figura VII.14(7). Interacción lateral generalizada entre los penachos turbulentos. La protuberancia de gel comienza a romperse a través de la formación de varios penachos ($t= 1.52$ s). Características: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

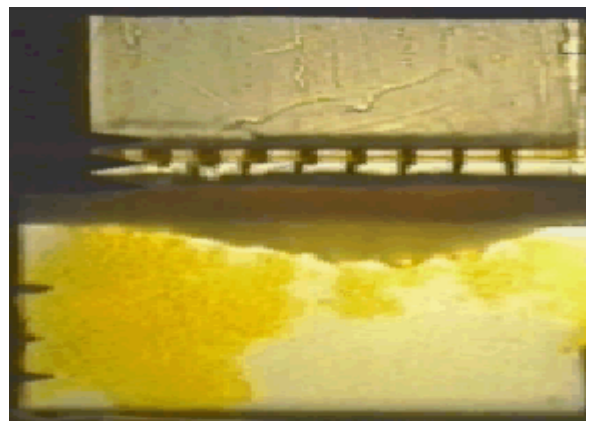


Figura VII.14(8). La protuberancia de gel se rompe generando varios penachos turbulentos que comienzan a desarrollarse ($t= 2.32$ s). Características: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

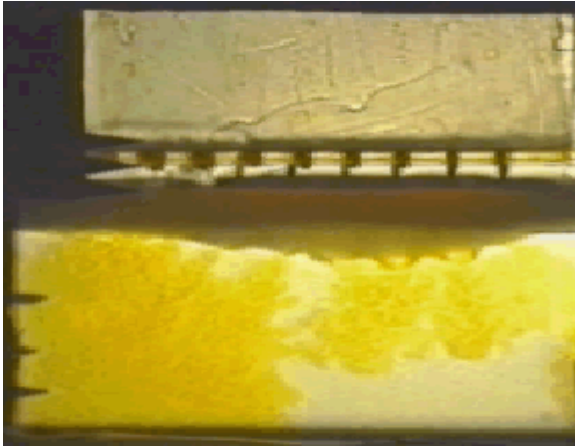


Figura VII.14(9). Interacción generalizada entre todos los penachos turbulentos desarrollándose en el interior de la capa ligera ($t= 3.72$ s). Características experimentales: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

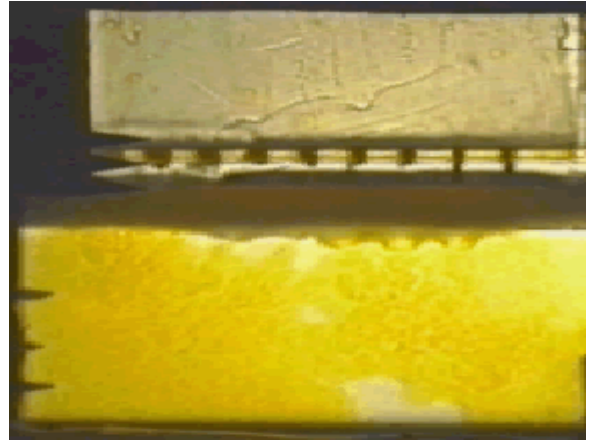


Figura VII.14(10). Desarrollo pleno del proceso de mezcla con turbulencia generalizada. Los penachos turbulentos han desaparecido y se inicia la formación de la capa mezclada ($t= 7.92$ s). Características: $\rho_G=1.02$ g/cm³ y $A=0$.

Por otra parte, la obtención de la velocidad de descenso de los penachos turbulentos requiere tener en cuenta el fotograma, luego el instante temporal, en el que se observa que dichos penachos tocan el fondo de la cubeta.

La determinación de la evolución temporal del frente convectivo de un penacho requiere obtener medidas del desplazamiento vertical de dicho frente δ y del tiempo t a partir de los fotogramas obtenidos mediante la digitalización de los videos experimentales. Este proceso se realiza con cuantos penachos turbulentos se puedan identificar de forma definida. Para ello se seleccionan fotogramas sucesivos en los que aparezca el crecimiento de los penachos turbulentos y se anota la posición vertical del borde del frente convectivo de los mismos y el tiempo del correspondiente fotograma. En cuanto un penacho turbulento empieza a interaccionar lateralmente y a mezclarse con los de su entorno, dejan de tomarse medidas de su frente convectivo al perder el penacho su individualidad.

Tras el procedimiento de obtención de los datos asociados al desarrollo de los penachos turbulentos, se obtiene la figura VII.15 que muestra la evolución temporal de los frentes convectivos en función del tiempo para distintos valores del número de Atwood. Los frentes convectivos corresponden a distintos penachos turbulentos generados en procesos de mezcla con distribuciones iniciales de densidad que son estables y neutras.

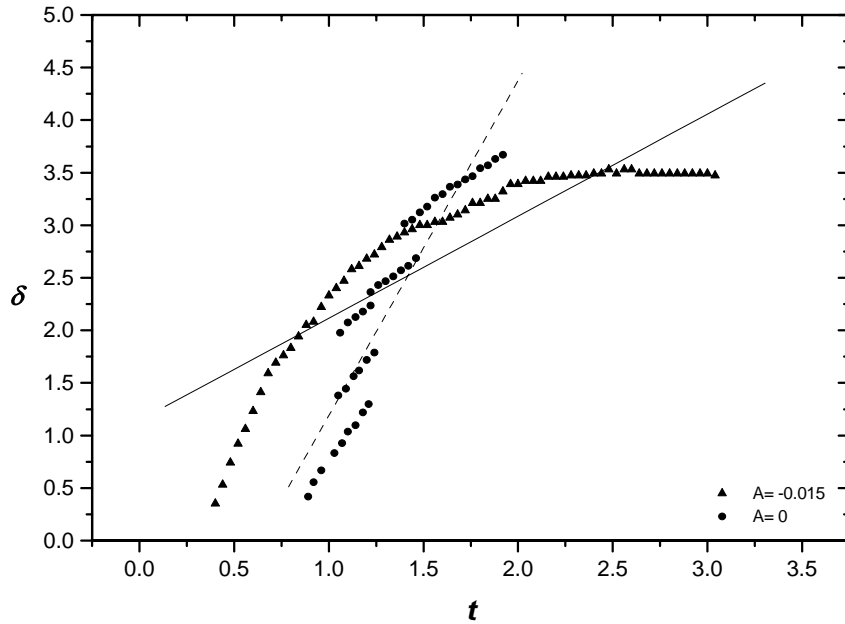


Figura VII.15. Evolución temporal promedio del frente convectivo asociado a los penachos turbulentos generados en pruebas experimentales realizadas con distribuciones de densidad estables (\blacktriangle) y neutras (\bullet) para el rango de números de Atwood indicado en la leyenda de la figura. Se muestra el ajuste lineal global realizado a cada evolución temporal.

El estudio en función del número de Atwood de las anteriores evoluciones de los frentes convectivos permite deducir las siguientes conclusiones. Si el número de Atwood es nulo, es decir, si la distribución inicial de densidad es neutra se observa que hay comportamiento global en el que el frente convectivo aumenta con el tiempo, manteniendo aceptablemente una componente lineal en dicho crecimiento – el coeficiente de correlación del ajuste lineal correspondiente es $r=0.93$ -. Por tanto, se constata que bajo condiciones indiferentes los penachos turbulentos son capaces de desarrollarse como tales si tienen otra fuente energética distinta de la flotabilidad. Además, esta evolución correspondiente al caso neutro tiene cierto parecido con la del caso inestable. Analizando con más detalle el anterior comportamiento se observa que no es continuo y que está constituido por varios tramos entre los que existe un salto o discontinuidad. La presencia de estas ramas tiene la siguiente explicación. El comportamiento del frente convectivo que se presenta en la figura VII.15 es una evolución temporal promedio y sucede que durante el proceso de mezcla aparecen penachos en instantes temporales distintos del inicial, es decir, aparecen nuevos penachos retrasados temporalmente y con un origen espacial distinto. Por tanto, cada

tramo nuevo corresponde a un conjunto nuevo de penachos que aparecen después de haberse iniciado el experimento y con otro origen espacial. Por ello, sería adecuado que en lugar de realizar el ajuste lineal al comportamiento global se realizara un ajuste lineal a cada uno de los mencionados tramos, habiéndose realizados ambos tipos de ajustes.

Si el número de Atwood es negativo, es decir, si la distribución inicial de densidad es estable se observa que el comportamiento global difiere claramente. Existe un tramo inicial en el que el frente convectivo aumenta con el tiempo, manteniendo una componente lineal aceptable en dicho crecimiento – el coeficiente de correlación del ajuste lineal correspondiente es $r=0.96$ -. Después del tramo inicial se observa que la evolución temporal se achata y con ligeras variaciones se mantiene prácticamente horizontal – la pendiente del correspondiente ajuste es 0.33 -. Esto nos indica que el crecimiento del penacho turbulento ha cesado porque éste ha agotado toda su energía y la flotabilidad negativa está comenzando a actuar impidiendo que el frente convectivo recorra distancias mayores. Por todo ello, el ajuste lineal global realizado a toda la evolución temporal no es adecuado y tiene un coeficiente de correlación menor, $r=0.89$. Es preferible realizar un ajuste lineal exclusivamente al tramo inicial, como así se ha hecho, observándose que presenta un nítido comportamiento lineal.

Por tanto, conforme disminuye el número de Atwood, y pasamos de condiciones inestables a neutras y de neutras a estables, la evolución se vuelve menos vertical y tiende a tener un ramo horizontal. Es decir, el frente convectivo tarda más tiempo en alcanzar cierta profundidad y cuando las condiciones se vuelven estables dicho frente deja de desarrollarse e invierte el sentido de su crecimiento y hasta llega a perder su típica estructura.

El comportamiento que se acaba de describir puede observarse a través de la pendiente de los ajustes lineales globales realizados a las evoluciones completas de los frentes convectivos como se muestra en la figura VII.16, que representa dicha pendiente C en función del número de Atwood A . Se observa que al disminuir el número de Atwood, la pendiente disminuye también, luego globalmente el ajuste es menos vertical.

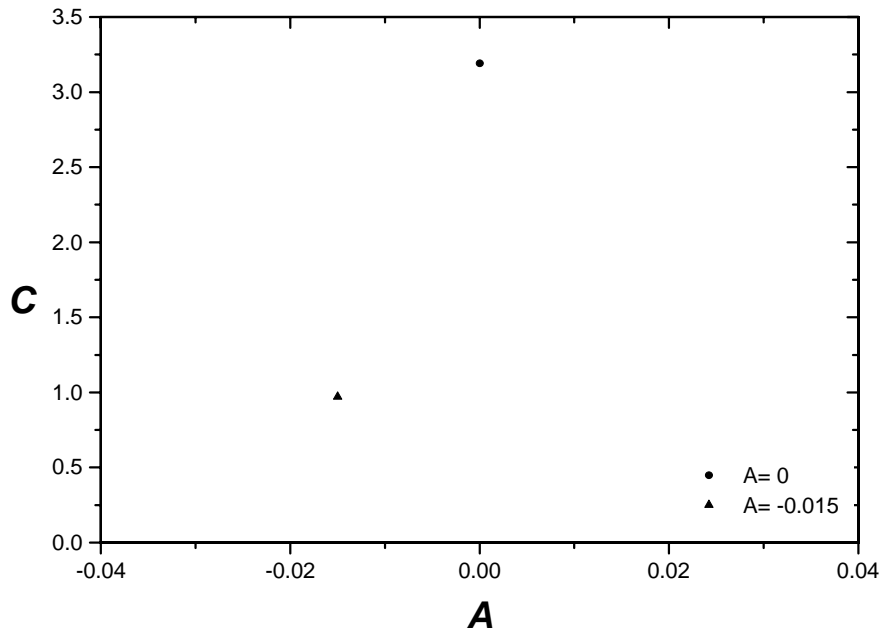


Figura VII.16. Comportamiento de la pendiente C en función del número de Atwood A . La pendiente corresponde a los ajustes lineales realizados a las evoluciones temporales completas de los frentes convectivos de los penachos turbulentos generados en los experimentos realizados con distribuciones iniciales de la densidad que son estables (\blacktriangle) y neutras (\bullet).

Como se recordará la comparación entre la evolución temporal de los frentes convectivos asociados a los penachos turbulentos y el crecimiento del frente de una inestabilidad Rayleigh-Taylor pura se realiza analizando el tipo de crecimiento lineal o cuadrático presente en los frentes de los penachos motivo por el que se ha representado el desplazamiento vertical del penacho en función del tiempo en la figura VII.15. Si el comportamiento del frente convectivo presenta una componente lineal importante entonces el ajuste lineal correspondiente tendrá un coeficiente de correlación alto. Los ajustes lineales realizados a las evoluciones completas de los frentes convectivos se muestran también en la figura VII.15, mientras que los correspondientes coeficientes de correlación se presentan en la tabla VII.4. A partir del estudio de estos datos se deduce que tienen valores notables por lo que los ajustes globales hechos podrían representar adecuadamente el crecimiento de los frentes convectivos en función del tiempo. Por ello, el desarrollo de los frentes convectivos de los penachos presenta un comportamiento no semejante al crecimiento del frente de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor incluso en penachos generados bajo condiciones estables y neutras.

A	r
0	0.93
-0.015	0.89

Tabla VII.4. Datos del coeficiente de correlación r y del número de Atwood A . El coeficiente r está asociado a los ajustes lineales realizados a las evoluciones temporales completas de los frentes convectivos de los penachos turbulentos generados en experimentos realizados con distribuciones iniciales de densidad que son estables y neutras.

Por otra parte, como se ha mencionado en la descripción de la figura VII.15, la evolución temporal del frente convectivo correspondiente al caso estable presenta una primera rama en la que el comportamiento es claramente lineal por lo que se sugería realizar dos ajustes lineales –uno a cada rama- en lugar de un ajuste global. De la misma manera, en el caso neutro se observa la existencia de discontinuidades en la evolución temporal del frente convectivo que se explicaba por la generación de penachos turbulentos en distintos instantes temporales, sugiriéndose también realizar por separado ajustes lineales a cada uno de los tramos. Los resultados de estos ajustes *parciales* se presentan en la tabla VII.5.

	A	r	
<i>CASO INDIFERENTE</i>	0	Rama 1	0.99
	0	Rama 2	0.99
	0	Rama 3	0.98
	0	Rama 4	0.99
<i>CASO ESTABLE</i>	-0.015	Rama 1	0.98
	-0.015	Rama 2	0.87

Tabla VII.5. Datos del coeficiente de correlación r y del número de Atwood A . El coeficiente r está asociado a los ajustes lineales parciales realizados a las evoluciones temporales de los frentes convectivos de los penachos turbulentos generados en experimentos realizados con distribuciones iniciales de densidad que son estables y neutras.

Se observa que los coeficientes de correlación correspondientes a los ajustes lineales realizados a los distintos tramos, o ajustes parciales, tienen valores muy altos tanto en el caso de la distribución estable de densidad como en el de la indiferente. Además, los valores obtenidos son bastante mayores que los correspondientes a los

ajustes globales. Es decir, los tramos seleccionados presentan un mejor comportamiento lineal en el crecimiento del penacho en el correspondiente rango temporal.

Por tanto, se concluye que el clásico crecimiento cuadrático no constituye una descripción adecuada también para aquellos penachos generados con distribuciones iniciales de densidad que son estables e indiferentes sino que el crecimiento es preferentemente lineal.

Los penachos turbulentos individuales también se caracterizan por su velocidad de descenso V_D a través de la capa ligera. En el caso estable los penachos turbulentos generados no llegan a alcanzar el fondo de la cubeta experimental debido al efecto de la flotabilidad negativa que les impide seguir descendiendo. Por tanto, esta velocidad de descenso se interpretarse como la velocidad global con la que los penachos alcanzan el nivel de la distancia máxima que pueden recorrer. En el caso neutro, los penachos turbulentos sí son capaces de alcanzar el fondo de la cubeta experimental por lo que la velocidad de descenso será la velocidad final global con la que llegan al contorno inferior.

La velocidad de descenso de un penacho turbulento se obtiene como el cociente entre el espesor de la capa ligera o altura h_L y el tiempo que tarda el penacho en recorrer esa altura h_L , que se obtiene como la diferencia temporal entre el fotograma que muestra el inicio del penacho y el fotograma en el que se observa que el penacho alcanza el nivel requerido (que puede o no ser el fondo de la cubeta experimental).

La figura VII.17 muestra el comportamiento promedio de la velocidad de descenso de los penachos turbulentos V_D en función del número de Atwood para los experimentos realizados con distribuciones iniciales de densidad estables y neutras.

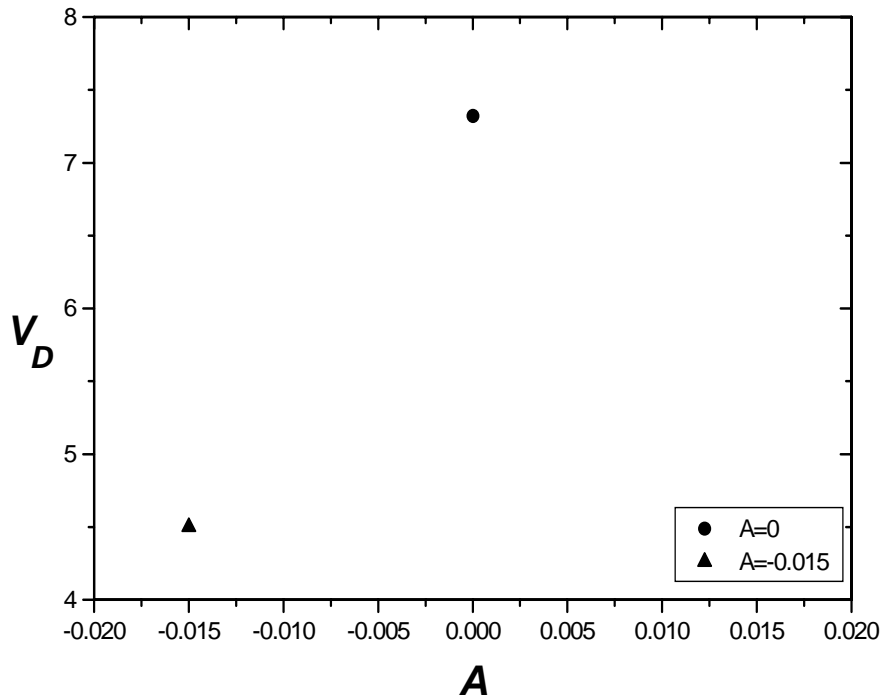


Figura VII.17. Comportamiento de la velocidad de descenso media V_D en función del número de Atwood A para experimentos realizados distribuciones de densidad que son estables (\blacktriangle) y neutras (\bullet).

A partir de la anterior representación gráfica se deduce que la velocidad promedio de descenso de los penachos V_D disminuye al disminuir el número de Atwood A , es decir, los penachos generados bajo condiciones estables tienen menor velocidad que los obtenidos en el caso neutro. La explicación de este comportamiento podría ser que la disminución del número de Atwood implica una diferencia significativa en los efectos derivados de la flotabilidad inicial. Al disminuir el número de Atwood pasamos de una situación neutra a otra estable con lo que la flotabilidad pasa de no influir en el desarrollo de los penachos – ni favoreciéndolo ni impidiéndolo – a oponerse al mismo, luego a disminuir la velocidad de descenso correspondiente.-

Por otra parte, si comparamos las velocidades de descenso presentes en la figura VII.17 con las correspondientes a los penachos turbulentos generados en procesos de mezcla con una distribución inestable de densidad, se observa que son bastante menores como era de esperar. La figura VII.18 muestra el comportamiento

promedio de la velocidad de descenso de los penachos turbulentos V_D en función del número de Atwood para todos los experimentos realizados con distribuciones iniciales de densidad que son inestables, estables y neutras.

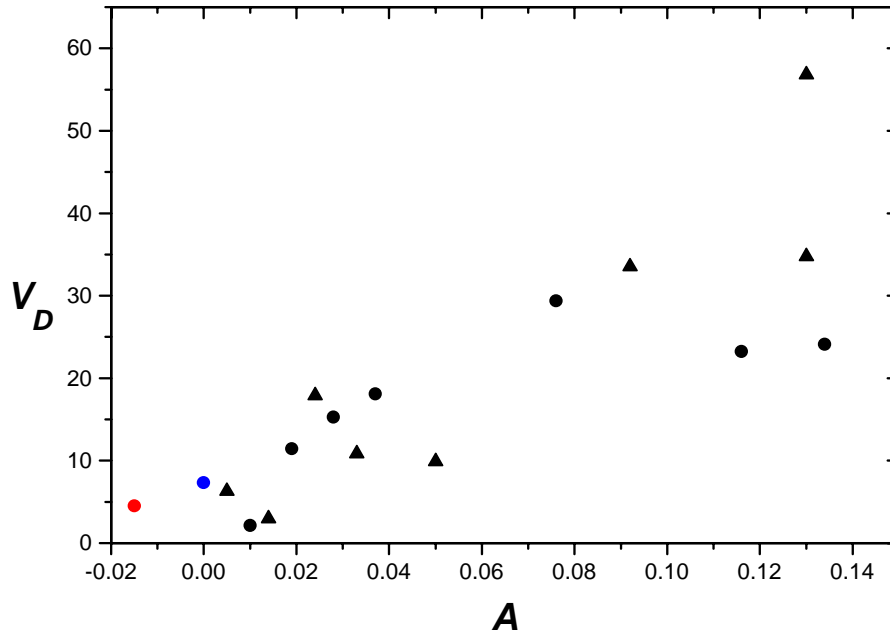


Figura VII.18. Comportamiento de la velocidad de descenso media V_D en función del número de Atwood A para experimentos realizados con distribución inestable de la densidad – con el gel más viscoso (\blacktriangle) y con el gel menos viscoso (\bullet) –, con distribuciones neutras de la densidad (\bullet) y con distribuciones estables (\bullet).

Se observa claramente que los penachos turbulentos generados bajo condiciones inestables poseen velocidades de descenso mayores que las correspondientes a casos neutros y estables porque en el caso inestable la diferencia de densidad del sistema fluido, es decir, la flotabilidad favorece el crecimiento de dichos penachos, luego de su velocidad de descenso.

CAPÍTULO VIII

ANÁLISIS DE LAS SITUACIONES ATMOSFÉRICAS



VIII.1 INTRODUCCIÓN

Los procesos de mezcla fluida han de existir en la atmósfera de igual forma que en los sistemas fluidos experimentales contruidos en un laboratorio. La diferencia radica en que las condiciones de contorno, que también influyen en la mezcla, no son controlables en la situación atmosférica. Además, el proceso de mezcla atmosférico está influido por otros efectos físicos que no están contemplados en los experimentos que fundamentan el presente trabajo. Los diversos fenómenos físicos presentes en una situación atmosférica y que pueden alterar la mezcla se detallan a continuación.

Los procesos de mezcla turbulenta generados en el laboratorio se realizan exclusivamente sobre la base de las diferencias de densidad existentes entre los fluidos que constituyen el sistema fluido experimental. Estas diferencias de densidad, sin riesgo, pueden equipararse a diferencias de temperatura entre estratos atmosféricos. Sin embargo, en estos estratos están también influidos por otras fuerzas que proceden de los cambios de presión, del efecto de rotación de la Tierra, de la orografía terrestre o de la convección térmica que no han sido reproducidas a nivel de laboratorio en el trabajo experimental que sustenta esta memoria.

Por ello, la identificación de los estratos atmosféricos que sean semejantes al sistema fluido experimental desde el punto de vista de la estratificación y cuyas evoluciones sean comparables a la de éste, plantea un grado de dificultad notable, que es prácticamente insoslayable. Pese a ello, en este capítulo se muestra que existen ciertos estratos atmosféricos, pertenecientes a la capa límite planetaria, cuyo estado inicial responde aceptablemente bien al modelo de laboratorio presentado que es nuestra hipótesis de trabajo. De hecho, las características de estratificación de dichos estratos han de coincidir con las del estado inicial del sistema fluido experimental. Además, se intentará analizar la evolución temporal de los mencionados estratos atmosféricos sin olvidar en ningún caso la posible influencia de los otros fenómenos anteriormente señalados.

Todas estas circunstancias dificultan el análisis formal de la semejanza hidrodinámica convectiva. Sin embargo, esta semejanza puede establecerse sin la precisión exigida para problemas laminares dada la naturaleza turbulenta del fenómeno bajo estudio.

La realización del análisis presentado en este capítulo requiere el uso de datos atmosféricos que proceden de sondeos termodinámicos llevados a cabo en campañas de campo hechas con motivo de otros proyectos de investigación.

VIII.2 DESCRIPCIÓN DE LOS DATOS ATMOSFÉRICOS

Los datos atmosféricos necesarios para la identificación de los estratos que buscamos proceden de campañas de campo realizadas con un globo cautivo. Este instrumento permite efectuar sondeos termodinámicos dentro de la capa límite planetaria.

La instrumentación utilizada ha sido un globo cautivo y está constituido por un globo en forma de *zeppelin* del que cuelga una sonda meteorológica tipo Tethersonde Air-3A. Este conjunto formado por el globo y la sonda está unido a un motor de arrastre mediante un cable. El motor regula la velocidad de ascenso y de descenso del globo cautivo. La adquisición y registro de los datos meteorológicos suministrados por este instrumento es realizada por una estación ADAS Air S/M 86. El intervalo temporal de recepción de la información oscila entre 10 y 12 segundos para cada serie.

Los sondeos utilizados en el presente trabajo fueron hechos en la zona de Almaranz (Cáceres) que se corresponde con una región irregular y poco llana, pero con pequeñas elevaciones orográficas. Además, presenta un pequeño embalse utilizado por la central nuclear de Almaranz. Las magnitudes físicas obtenidas en estos sondeos termodinámicos son, normalmente, las siguientes: el tiempo de registro transcurrido desde el inicio del sondeo, la temperatura real (°C), la temperatura del termómetro húmedo (°C), la presión (hPa), la humedad relativa, la altura (m) referenciada al nivel de la superficie terrestre real sobre la que se ha realizado el sondeo, el módulo del viento (m/s) y la dirección del viento. El estudio presentado en este capítulo sólo ha hecho uso de las variables tiempo, temperatura real, altura y presión.

Estas campañas de campo cubren la práctica totalidad horaria de los diversos días en que se realizaron los sondeos. Por ello, desde un punto de vista macroscópico, la baja atmósfera se encuentra sometida tanto a estratificaciones estables como a inestables y neutras.

La altura máxima alcanzada por el globo cautivo varía bastante de unos sondeos a otros. El motivo fundamental son las limitaciones técnicas que impone la velocidad del viento ya que por encima de los 8 m/s no es aconsejable la utilización del globo.

La figura VIII.1 muestra un ejemplo de la evolución temporal de varios sondeos termodinámicos.

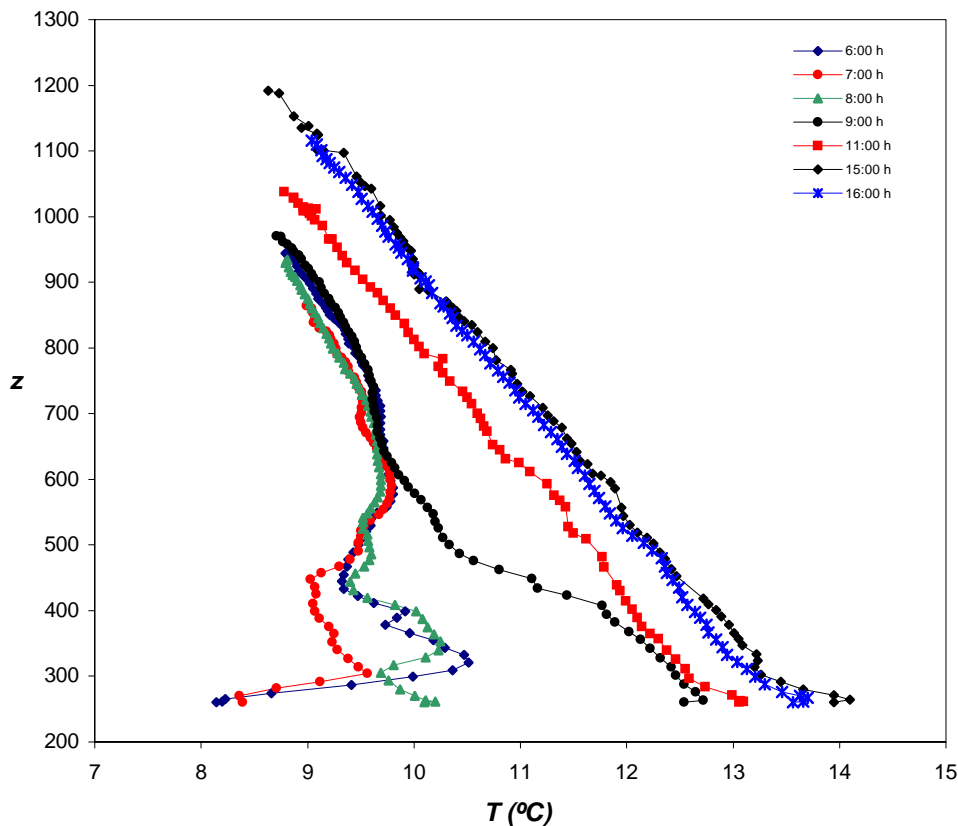


Figura VIII.1. Evolución temporal de un perfil vertical de temperatura correspondiente al día 25 de Septiembre de 1995. La evolución se extiende desde las 6:00 horas hasta las 16:00 horas. Los datos de campo han sido obtenidos mediante un sondeo vertical con un globo cautivo realizado en Almaranz.

Como se observa el aspecto general de los sondeos e incluso el análisis de los substratos atmosféricos cubre la gama completa de estabilidades, inestabilidades e indiferencias.

Todo el análisis presentado en este capítulo se ha realizado sobre estos sondeos termodinámicos que ha sido necesario depurar para obtener los datos finalmente utilizados. El proceso de depuración ha permitido eliminar numerosos *lazos* observados en los sondeos reales que, normalmente, son producidos porque el globo cautivo rebota en diferentes alturas a lo largo de su recorrido. Otra de las modificaciones hechas sobre los sondeos reales consiste en separar los datos correspondientes al ascenso de los del descenso del globo cautivo. El descenso se separa porque la selección inicial de los estratos atmosféricos que buscamos se realiza sobre la parte del ascenso. Pero la parte del descenso no es eliminada porque

es necesaria para estudiar el proceso de evolución de los estratos seleccionados en el tramo del ascenso. La figura VIII.2 muestra un sondeo termodinámico real tal como es obtenido mientras que la figura VIII.3 muestra el correspondiente sondeo depurado. Esta última figura, además, muestra un sondeo termodinámico con la rama ascendente y la descendente. Adicionalmente se han tenido que realizar otro tipo de depuraciones sobre los datos de los sondeos originales que se detallan a continuación.

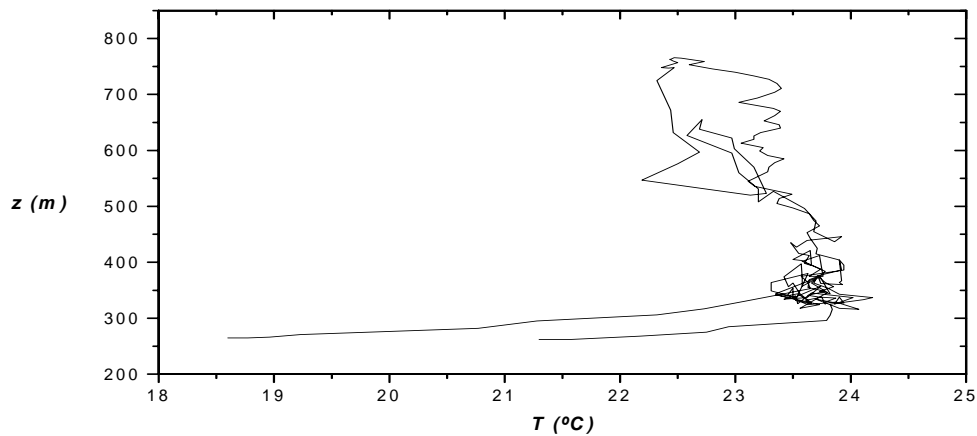


Figura VIII.2. Sondeo termodinámico obtenido tras una campaña de medidas de campo. Se observan nítidamente numerosas irregularidades: *lazos*, puntos repetidos, descensos aleatorios.

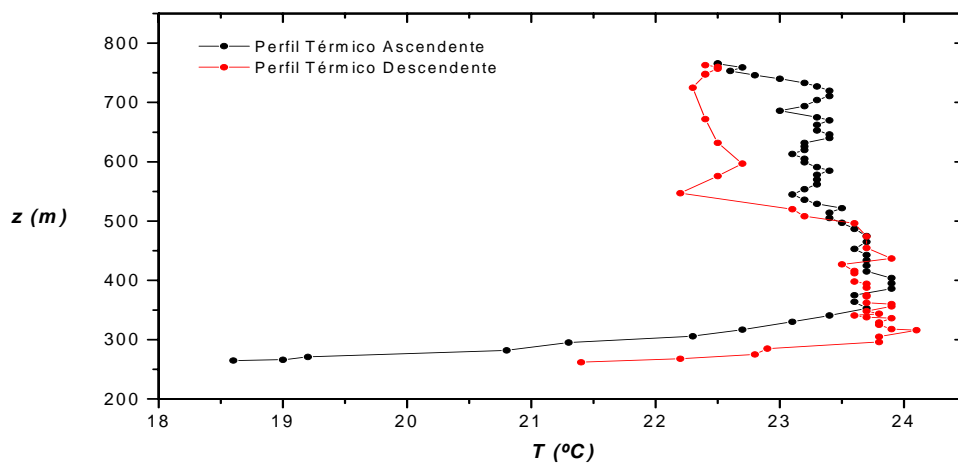


Figura VIII.3. Sondeo termodinámico depurado correspondiente al presentado en la figura VIII.2.

Algunos niveles presentan más de una medida de las diferentes variables físicas. Esta situación ocurre preferentemente en el inicio y el final del sondeo termodinámico, pero no exclusivamente. Este problema se ha resuelto sustituyendo el conjunto de valores de una misma magnitud por su valor medio que se asigna a la altura correspondiente. Por otra parte, también ha sido preciso limpiar los sondeos de datos erróneos – sin significado físico – y eliminar aquellas alturas en las que falta la medida de alguna de las variables físicas.

VIII.3 INTRODUCCIÓN AL PROBLEMA DE LA SEMEJANZA ENTRE UN MODELO EXPERIMENTAL Y UN FENÓMENO REAL

El análisis directo de los fenómenos tal y como se presentan en la naturaleza es, normalmente, irrealizable por diversos motivos, tales como la exigencia de un período de tiempo excesivamente largo o la escala en que se presentan en la realidad es prohibitiva para un estudio de campo por consideraciones económicas y técnicas. Estos motivos están presentes de una forma evidente en el estudio de cualquier fluido, y son de notable relevancia en el de los fenómenos geofísicos, y muy especialmente de los atmosféricos, condicionando el modo de investigación. Una alternativa para el estudio del comportamiento real de un fluido la constituye la investigación experimental de laboratorio apoyada sobre la semejanza hidrodinámica. Estas dificultades se evitan considerando un fenómeno semejante al que se intenta estudiar pero a una escala diferente, conocido como modelo de laboratorio. El empleo de modelos exige el conocimiento de las leyes de la semejanza hidrodinámica, que posibilitan el análisis de los diversos factores que intervienen en el fenómeno natural, así como el establecimiento de hipótesis admisibles. De esta forma, se obtiene con suficiente aproximación, pero no de forma exacta, un considerable conocimiento del fenómeno natural.

Bajo estas condiciones de trabajo surge un tema de gran importancia para el conocimiento del fenómeno fluido, que es el problema de la transferencia de resultados entre el modelo de laboratorio y el fenómeno real, dado que es importante la aplicación de los resultados experimentales a la situación geofísica en particular. En relación con este tema, existe un asunto de poca relevancia para la mecánica de fluidos de laboratorio, pero de gran importancia en la aplicación de dichos resultados a casi cualquier situación geofísica, que es el efecto de la presión hidrostática sobre la convección -según el fluido asciende por efecto convectivo, se expande y se enfría, mientras que si el fluido desciende, se comprime y se calienta-. Evidentemente, este efecto no existe en la situación experimental presentada, y en la aproximación de Boussinesq es ignorado. Respecto a la presencia de este fenómeno en las situaciones atmosféricas que pretendemos analizar cabe decir que este mismo problema surge al utilizar las diferencias de temperatura para el análisis de la estratificación atmosférica frente a las diferencias de densidad que se han propuesto en el laboratorio.

VIII.3.1 LA SEMEJANZA HIDRODINÁMICA EN LA CONVECCIÓN

La semejanza hidrodinámica es un caso particular de la teoría de modelos o semejanza mecánica¹. Los fenómenos fluidos presentes en el proceso experimental son debidos a un proceso de convección libre generada por variaciones de concentración. Por ello, lo más adecuado es aplicar el proceso de semejanza dinámica a las ecuaciones que gobiernan dicho tipo de movimiento (apartado II.4.2). Consideremos dos fenómenos fluidos que suponemos son semejantes en el sentido hidrodinámico. Uno de ellos es el fenómeno natural que se representa por el subíndice 1, mientras que el otro es el modelo de laboratorio representado con el subíndice 2. Ambos fenómenos verifican las correspondientes ecuaciones de la convección libre (ecuación (2.38)):

$$\rho_1 \frac{d\mathbf{V}_1}{dt_1} = -\nabla_1(p_1 + \rho_1 g z_1) - \rho_1 \alpha_{c_1} c_1 g \mathbf{k} + \mu_1 \nabla_1^2 \mathbf{V}_1 \quad (8.1)$$

$$\rho_2 \frac{d\mathbf{V}_2}{dt_2} = -\nabla_2(p_2 + \rho_2 g z_2) - \rho_2 \alpha_{c_2} c_2 g \mathbf{k} + \mu_2 \nabla_2^2 \mathbf{V}_2 \quad (8.2)$$

Se definen las siguientes escalas dimensionales (García Muñoz, Bango Álvarez, Mancebo Piqueras & Rodríguez Antón, 1996):

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{L_2}{L_1} && \text{Escala Lineal} \\ \delta &= \frac{\rho_2}{\rho_1} && \text{Escala de Densidades} \\ \theta &= \frac{t_2}{t_1} && \text{Escala de Tiempos} \\ \alpha &= \frac{p_2}{p_1} && \text{Escala de Presiones} \\ \kappa &= \frac{\mu_2}{\mu_1} && \text{Escala de Viscosidades Dinámicas} \\ \alpha_c &= \frac{\alpha_{c_1}}{\alpha_{c_2}} && \text{Escala de Expansión de la Densidad} \\ C &= \frac{c_2}{c_1} && \text{Escala de Concentración} \end{aligned} \quad (8.3)$$

¹ Dos movimientos se consideran semejantes cuando lo son las trayectorias en ellos implicados y cuando las magnitudes que intervienen guardan entre sí una misma relación en puntos homólogos. Cualquier magnitud física de la Mecánica de Fluidos puede expresarse en función de tres dimensiones fundamentales lo que permite que las condiciones de semejanza se establezcan en función de consideraciones dimensionales exclusivamente.

Si existe semejanza hidrodinámica se pueden sustituir en las ecuaciones del modelo de laboratorio sus magnitudes z_2 , p_2 , v_2 , t_2 y V_2 en función de sus homólogas correspondientes al fenómeno natural por medio de las escalas definidas anteriormente. Tras operar convenientemente, se obtiene que para que exista semejanza entre ambos fenómenos es preciso que se verifiquen las siguientes relaciones:

$$\delta\lambda\theta^{-2} = 1 \quad \frac{\alpha}{\lambda} = 1 \quad \delta = 1 \quad \delta\alpha_c C = 1 \quad \kappa\lambda^{-1}\theta^{-1} = 1 \quad (8.4)$$

La condición $\delta = 1$ causa un importante problema al no poderse cumplir en la práctica experimental. Esta condición implica que la escala de densidades ha de ser la unidad, es decir, el fluido del fenómeno natural ha de ser el mismo que el del modelo experimental, y esto rara vez es cierto. Por tanto, concluimos que es imposible conseguir la semejanza hidrodinámica completa. Puesto que $\delta = 1$, el conjunto de relaciones de semejanza entre las escalas dimensionales si la convección libre está producida por variaciones de concentración se reduce al siguiente:

$$\theta = \lambda^{1/2} \quad \alpha = \lambda \quad \kappa = \lambda^{3/2} \quad \alpha_c C = 1 \quad (8.5)$$

La penúltima de estas relaciones indica que, elegida la escala lineal λ , el modelo de laboratorio no será semejante al fenómeno natural a no ser que se utilice un fluido cuya viscosidad cinemática sea $\nu_2 = \lambda^{3/2}\nu_1$. Es decir, para que los dos fenómenos puedan ser semejantes y siempre que $\lambda \neq 1$, es preciso que los fluidos sean de diferente viscosidad pero con la misma densidad dado que $\delta=1$.

Considerando las anteriores relaciones entre las escalas y las ecuaciones dimensionales de las diversas magnitudes, se obtienen para éstas últimas las expresiones que se muestran:

$$\frac{V_2}{V_1} = \lambda\theta^{-1} = \lambda^{1/2} = \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1/2} \quad (8.6)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \alpha = \lambda = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 \quad (8.7)$$

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \kappa = \lambda^{3/2} = \frac{L_2}{L_1} \frac{V_2}{V_1} \quad (8.8)$$

A partir de la relación (8.6) se deduce la condición de Reech-Froude, que es:

$$\frac{V_2}{\sqrt{gL_2}} = \frac{V_1}{\sqrt{gL_1}} \quad (8.9)$$

donde el cociente V/\sqrt{gL} es el Número de Froude². Por tanto, la condición de Reech-Froude establece que para que exista semejanza el número de Froude debe ser igual en ambos fenómenos, el natural y el experimental.

A partir de la relación de (8.7) se deduce la siguiente condición:

$$\frac{P_2}{V_2^2} = \frac{P_1}{V_1^2} \quad (8.10)$$

que representa la relación entre las acciones debidas a la presión y las producidas por las fuerzas de inercia. Se establece que esta relación debe ser igual en el modelo experimental que en el fenómeno natural.

Y a partir de la relación de (8.8) se deduce la condición de Reynolds:

$$\frac{L_2 V_2}{\nu_2} = \frac{L_1 V_1}{\nu_1} \quad (8.11)$$

donde LV/ν es el Número de Reynolds³. Esta condición indica que el número de Reynolds ha de ser igual en el fenómeno natural que en el modelo experimental. Además, esta condición impone que $\nu_2 \neq \nu_1$, es decir, los fluidos deben ser distintos en ambos fenómenos dado que si $\nu_2 = \nu_1$ dicha condición se transformaría en $L_1 V_1 = L_2 V_2$, que es incompatible con la Condición de Reech-Froude, y, por tanto, no existiría semejanza completa.

Se concluye que para que exista semejanza hidrodinámica completa es condición necesaria el que sean diferentes los fluidos empleados en el fenómeno natural y en el modelo de laboratorio, puesto que las viscosidades cinemáticas han de serlo, pero con igual densidad. Esta condición es casi imposible de cumplir en la práctica experimental por la dificultad que existe para encontrar el fluido adecuado a cada valor de la escala lineal λ . Por ello, la semejanza hidrodinámica completa según se acaba de definir es prácticamente irrealizable. No obstante, existen ciertas situaciones concretas en las que la condición que liga κ y λ desaparece, permitiendo

² Relación entre las acciones debidas a un campo exterior, en nuestro caso gravitatorio, y las que son consecuencia del movimiento o fuerzas de inercia.

³ Es el cociente de los efectos debidos a los esfuerzos tangenciales viscosos y las fuerzas de inercia.

que κ sea igual a la unidad, es decir, es posible emplear el mismo fluido en el modelo experimental que en el fenómeno natural sin que por ello deje de existir semejanza. Bajo estas condiciones se pueden realizar estudios experimentales con mejor aproximación, aunque la semejanza no sea totalmente rigurosa. Este es el fundamento de las denominadas semejanzas hidrodinámicas parciales, que son tres: la semejanza parcial de Reech, la semejanza parcial de Reynolds y la semejanza geométrica.

La semejanza parcial de Reech permite estudiar experimentalmente y con resultados aceptables movimientos irrotacionales ($\Delta \mathbf{V} = 0$). Además, posibilita obtener resultados suficientemente aproximados en aquellos fenómenos en los que la gravedad sea la fuerza dominante y en los que la influencia de la turbulencia sea tal que anule los efectos de la viscosidad. Estas condiciones se asemejan mucho a las presentes en nuestros experimentos de mezcla turbulenta y, por ello, se desarrolla brevemente. Este tipo de semejanza parcial verifica las relaciones:

$$\begin{aligned}\alpha &= \lambda \\ \theta &= \lambda^{1/2}\end{aligned}\tag{8.12}$$

observándose que desaparece la condición $\kappa = \lambda^{3/2}$, lo que permite la elección de la unidad como escala de viscosidades cinemáticas. A partir de las anteriores ecuaciones, se deducen las siguientes condiciones de semejanza:

$$\begin{aligned}\frac{V_2}{V_1} &= \lambda \theta^{-1} = \lambda^{1/2} = \left(\frac{L_2}{L_1} \right)^{1/2} \\ \frac{p_2}{p_1} &= \alpha = \lambda = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^2\end{aligned}\tag{8.13}$$

observándose que desaparece la condición de Reynolds, incompatible con las anteriores.

La semejanza parcial de Reynolds permite obtener resultados experimentales rigurosos si se analizan movimientos que se verifican horizontalmente ($\nabla z = 0$). Además, permite obtener resultados suficientemente aproximados en aquellos casos en los que $g \nabla z$ es despreciable frente a ∇p , así como en el estudio de los movimientos laminares en los que predominan los efectos debidos a la viscosidad. Dado que estas condiciones no se verifican en el caso del proceso de mezcla presentado en esta memoria, no se analiza más esta semejanza.

La semejanza geométrica se utiliza cuando se presentan simultáneamente las condiciones que permiten la utilización indistinta de la semejanza de Reech o la de Reynolds, es decir, si el movimiento es irrotacional y se verifica según planos horizontales ($\Delta \mathbf{V} = 0$ y $\nabla z = 0$). En este tipo de semejanza la condición relativa a la influencia de la viscosidad desaparece y es suficiente con la existencia de semejanza geométrica. Tampoco estas condiciones se verifican en el caso de los experimentos de mezcla presentados, y, por ello, no se analiza más esta semejanza.

Por tanto, se acaba de mostrar que la semejanza hidrodinámica completa es prácticamente imposible de realizar a nivel experimental por la dificultad existente para encontrar el fluido apropiado. Si el modelo experimental utiliza el mismo fluido que el fenómeno natural, entonces no habrá semejanza rigurosa si no se cumplen las especiales condiciones de que el movimiento sea irrotacional (semejanza parcial de Reech) o de que éste se desarrolle horizontalmente (semejanza parcial de Reynolds). En aquellas situaciones en las que ∇z no sea despreciable no se podrá utilizar la semejanza de Reynolds, siendo la única alternativa la semejanza de Reech aunque el movimiento no sea irrotacional como es el caso de nuestros experimentos.

En este último caso, además, sería necesario establecer un criterio de semejanza relacionado con el grado de turbulencia representado por el número de Reynolds. Según la semejanza parcial de Reech, los distintos fenómenos tienen diferentes números de Reynolds siempre que $\lambda \neq 1$, verificándose:

$$\frac{Re_i}{Re_1} = \frac{V_i L_i}{V_1 L_1} = \lambda_{i1}^{3/2} \Rightarrow Re_i = Re_1 \lambda_{i1}^{3/2} \quad (8.14)$$

donde el subíndice 1 corresponde a las magnitudes del fenómeno natural y el subíndice i a las de los diferentes modelos experimentales. Por tanto, se tiene que si $\lambda < 1$ y conforme aumenta la escala lineal, el valor de la relación Re_i/Re_1 crece en la proporción $\lambda^{3/2}$. El resultado es que los números de Reynolds del modelo de laboratorio y del fenómeno natural son cada vez más parecidos. Al aumentar la escala lineal λ , los modelos experimentales sean más grandes. Entonces la velocidad V será más grande y mayor el grado de turbulencia en dicho modelo. De esta forma, es posible alcanzar un valor del número de Reynolds Re_o o *umbral de la turbulencia* para el que el grado de turbulencia alcanzado haga despreciable el efecto de $\nu \Delta \mathbf{V}$ como exige la aplicación de la semejanza parcial de Reech, pudiendo considerarse aceptables los resultados experimentales obtenidos.

VIII.3.2 LA SEMEJANZA ENTRE EL MODELO DE LABORATORIO Y EL FENÓMENO ATMOSFÉRICO

Consideremos dos fenómenos fluidos que suponemos son semejantes en el sentido hidrodinámico. Uno de ellos es el fenómeno atmosférico que se representa por el subíndice A , mientras que el otro es el modelo de laboratorio representado con el subíndice M . Suponemos que ambos fenómenos están gobernados por las ecuaciones de la convección libre (ecuación (2.38)) que pueden expresarse de forma más simplificada según las siguientes expresiones:

$$\dot{\mathbf{V}} \Big|_A = -\frac{1}{\rho} \nabla(p) - \mathbf{g} \frac{T-T'}{T} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{V} \quad (8.15)$$

$$\dot{\mathbf{V}} \Big|_M = -\frac{1}{\rho} \nabla(p) - \mathbf{g} \frac{\rho' - \rho}{\rho'} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{V} \quad (8.16)$$

Dado que los movimientos analizados son fundamentalmente verticales, escribimos sólo la tercera componente de las anteriores ecuaciones:

$$\dot{w} \Big|_A = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \frac{T-T'}{T} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (8.17)$$

$$\dot{w} \Big|_M = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \frac{\rho' - \rho}{\rho'} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (8.18)$$

Tras el análisis de las fuerzas fundamentales que gobiernan el desarrollo de los fenómenos presentados es de notar que éstas se corresponden con las fuerzas de inercia (dV/dt) y a las fuerzas gravitatorias, siendo las demás despreciables. En el caso del modelo de laboratorio, dichas fuerzas ascensionales toman la expresión siguiente:

$$g \frac{\rho' - \rho}{\rho'} \quad (8.19)$$

donde ρ' es la densidad del fluido que se desplaza en otro fluido ambiente cuya densidad es ρ . Para los experimentos de mezcla turbulenta, el fluido ambiente es la capa ligera y el fluido desplazado es la capa densa.

En el caso de la atmósfera, y tras la utilización de la ecuación de estado de los gases perfectos, las fuerzas ascensionales tienen la siguiente expresión:

$$g \frac{T-T'}{T} \quad (8.20)$$

La semejanza dinámica nos conduce a proponer como parámetro adimensional característico la relación entre las fuerzas de inercia F_I y las fuerzas gravitatorias F_G , razón que en el fondo es un número de Froude. Por tanto, si ha de existir semejanza este parámetro adimensional propuesto ha de ser el mismo en el modelo de laboratorio y en el fenómeno atmosférico, es decir,

$$\left(\frac{F_I}{F_G} \right)_{\text{Modelo}} = \left(\frac{F_I}{F_G} \right)_{\text{Atmósfera}} \quad (8.21)$$

Sustituyendo las expresiones de las fuerzas respectivas y considerando los procesos estacionarios, se tiene que:

$$\left(\frac{\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}}{g \frac{\rho' - \rho}{\rho'}} \right)_{\text{Modelo}} = \left(\frac{\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}}{g \frac{T - T'}{T}} \right)_{\text{Atmósfera}} \quad (8.22)$$

La relación (8.22) puede reordenarse de la forma siguiente:

$$\frac{(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V})_{\text{Modelo}}}{(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V})_{\text{Atmósfera}}} = \frac{\frac{\rho' - \rho}{\rho'}}{\frac{T - T'}{T}} = N \quad (8.23)$$

expresión que nos dice que la aceleración del modelo experimental es N veces mayor que la del fenómeno atmosférico. En caso de que esta conclusión se verifique, entonces habría semejanza entre el modelo de laboratorio y la situación atmosférica y, por tanto, se podría aplicar dicho modelo.

La relación (8.23) puede expresarse de otra manera considerando las dimensiones correspondientes de la siguiente forma:

$$\frac{[(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V})_{\text{Modelo}}]}{[(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V})_{\text{Atmósfera}}]} = [N] \quad (8.24)$$

donde N carece de dimensiones al tratarse de un parámetro adimensional. Luego,

$$\frac{[(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V})_{\text{Modelo}}]}{[(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V})_{\text{Atmósfera}}]} = \frac{(L.T^{-2})_{\text{Modelo}}}{(L.T^{-2})_{\text{Atmósfera}}} = N \quad (8.25)$$

donde L representa la dimensión de longitud y T la de tiempo. Operando se obtiene que:

$$T_{\text{Atmósfera}} = \sqrt{\frac{N.L_{\text{Atmósfera}}}{L_{\text{Modelo}}}} T_{\text{Modelo}} \quad (8.26)$$

expresión que nos pone de manifiesto que conocidas las escalas de longitud del modelo experimental y del fenómeno atmosférico, así como la escala temporal del modelo, es posible averiguar la escala temporal del fenómeno real. Por tanto, aceptando una relación para la escala de tamaños es posible deducir otra para la escala de tiempos. De esta forma, la comparación de la escala temporal atmosférica deducida anteriormente con los tiempos reales obtenidos a partir del ascenso y del descenso de los sondeos termodinámicos permite deducir la validez de la semejanza.

VIII.4 LOS ESTRATOS ATMOSFÉRICOS

El capítulo I planteó que el objetivo primordial del presente trabajo es el análisis de los fenómenos de mezcla turbulenta a pequeña escala bajo condiciones inestables desde el punto de vista de la estratificación. Por ello, existe una dificultad notoria para la observación directa en la naturaleza o la identificación de tales situaciones inestables dada su tendencia inherente a desaparecer. Sin embargo, consideramos que este tipo de situaciones gravitacionalmente inestables pueden generarse en la atmósfera.

El apartado VIII.2 ha puesto de manifiesto que la búsqueda en el caso atmosférico del fenómeno reproducido a nivel de laboratorio ha de hacerse por medio del estudio de sondeos termodinámicos obtenidos dentro de la capa límite planetaria. Como se destacó en el apartado I.2.1, el análisis de la evolución temporal de los perfiles verticales de temperatura obtenidos a partir de esos sondeos permite observar que no son monótonos y presentan cambios de diversos tipos en la variación vertical de la temperatura que están inmersos dentro del comportamiento global de su respectivo perfil (figuras I.1, I.2 y I.4). Algunos de estos estratos que no siguen la pauta del comportamiento global de su respectivo perfil térmico son el centro de nuestro interés y se denominan *inestabilidades aisladas de estratificación*. Estos estratos están caracterizados por presentar un primer tramo inestable, luego una zonas estable y un tramo final inestable de nuevo. Es decir, las zonas inestables están separadas entre sí por una zona de estabilidad y esta distribución de la estratificación es la que se ha de buscar como muestran las figuras I.3 y I.5. Por ello, su identificación se realiza en base a la comparación entre el gradiente adiabático del aire seco α y el gradiente térmico vertical γ correspondiente al perfil térmico como se describirá con más detalle en el apartado VIII.4.1.

Los estratos que representan estas inestabilidades aisladas atmosféricas se representan experimentalmente mediante el modelo de laboratorio descrito en el apartado III.2.1 y que se muestra en la figura VIII.4. Aunque dicha reproducción experimental es aproximada, este modelo de laboratorio tiene como ventaja teórica el presentar una mejor adaptación a la situación atmosférica real en la que existen zonas de inestabilidad separadas por zonas de estabilidad.

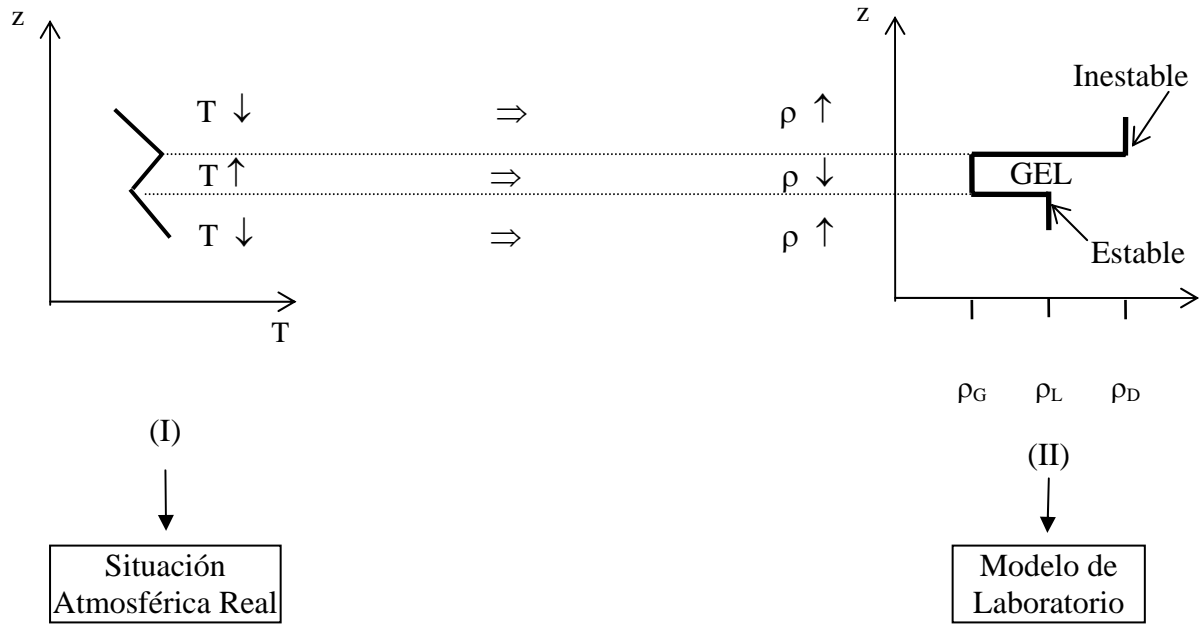


Figura VIII.4. Esquema gráfico que representa la relación existente entre las inestabilidades aisladas presentes en la estratificación atmosférica (I) y el modelo de laboratorio (II).

La gráfica II de la figura VIII.4 muestra la distribución vertical de la densidad en el modelo de laboratorio. Este modelo de laboratorio al reproducir experimentalmente una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica obliga a realizar un cambio de variable. La temperatura T es la variable que caracteriza los estratos atmosféricos y ha de ser sustituida por la densidad ρ , que es la magnitud manejada a nivel experimental. Esta modificación es posible por el comportamiento aproximado como gas perfecto que posee la atmósfera, verificando la ley de los gases ideales, $p = \rho \cdot R \cdot T$. Por tanto, existe una relación de proporcionalidad inversa entre la densidad y la temperatura a presión constante. Esto permite deducir los decrementos de temperatura ΔT asociados a situaciones atmosféricas en función de la variación de la densidad $\Delta \rho$ estando relacionados en la forma siguiente:

$$\Delta T = -\frac{1}{K} \left(\frac{T}{\rho} \right) \Delta \rho \quad (8.27)$$

donde se tiene que K es una constante ($K = pM/R$). Por otra parte, ρ es una densidad de referencia que puede ser de la forma $\rho = (\rho_L + \rho_D)/2$ mientras que $\Delta \rho$ es el incremento de densidad $\Delta \rho = \rho_D - \rho_L$. Por tanto, se observa que las variaciones de

temperatura tienen signo opuesto a las de densidad. De aquí se deduce la forma del perfil de densidad del modelo de laboratorio. Es decir, aquellas zonas del estrato en las que aumenta la temperatura con la altura les corresponde una región de disminución de la densidad en el modelo experimental, y viceversa, como muestra la figura VIII.4.

La búsqueda de los estratos atmosféricos con las características descritas y representadas en el modelo de laboratorio como muestra la figura VIII.4, se ha realizado a dos escalas que son: la correspondiente al tamaño del sondeo total que es del orden de cientos de metros, y la correspondiente a subestratos cuyo espesor es del orden de decenas de metros y están contenidos dentro del sondeo termodinámico. Por tanto, ha sido posible encontrar estratos cuyo estado inicial, obtenido en el tramo del ascenso del sondeo meteorológico, se asemeja al modelo de laboratorio.

En un principio, se enfocó la búsqueda de las *inestabilidades aisladas* a estratos de espesor relativamente grande que incluyeran parte o incluso la totalidad de un sondeo y que respondieran al estado inicial del modelo de laboratorio, es decir, a la situación de estratificación inestable-estable-inestable - (figura VIII.4). El simple análisis visual y posterior estudio físico fueron las herramientas utilizadas en esta primera selección. Existió una gran dificultad en la identificación de los estratos requeridos y, de hecho, no se ha encontrado ninguno que se corresponda con un perfil térmico completo de todo un sondeo pero sí a una parte importante de un perfil. Por ello, se buscaron *inestabilidades aisladas* en la estratificación atmosférica basadas en una idealización del comportamiento global del perfil térmico. La figura I.6 muestra una *inestabilidad aislada* global o de mayor espesor perteneciente a un perfil térmico.

Posteriormente, los análisis se dirigieron a la búsqueda de pequeños subestratos contenidos dentro del perfil térmico total y que mostraran la alternancia inestable-estable-inestable del modelo de laboratorio. La respuesta fue algo más satisfactoria y se localizaron estas estructuras al menos en un estadio inicial. Los apartados VIII.4.1, VIII.4.2 y VIII.4.3 desarrollan los criterios utilizados para la selección de estos subestratos.

Antes de proseguir se realiza una *importante aclaración relativa a la nomenclatura* que a partir de este momento se utilizará. Las situaciones reales que se buscan se corresponden con estratos atmosféricos que presentan la distribución térmica descrita en la figura VIII.4, gráfico I.

Un estrato se define como una región o zona atmosférica que tiene un espesor variable y que puede tener cualquier tipo de estratificación e incluso varias estratificaciones diferentes contenidas en un mismo estrato. Es decir, un estrato atmosférico no ha de ser necesariamente estable o una zona de inversión.

Los estratos atmosféricos seleccionados porque son inestabilidades aisladas en la estratificación atmosférica se caracterizan por estar compuestos por 3 subestratos. El primero es una zona inestable, el segundo subestrato es un tramo estable y el tercer subestrato es una región inestable como muestra la figura VIII.5.

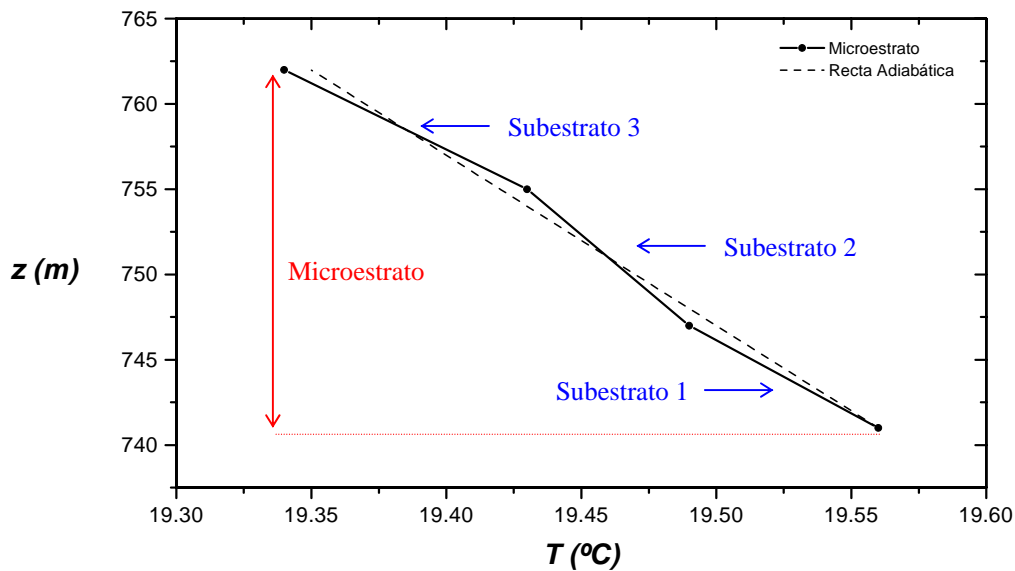


Figura VIII.5. Microestrato atmosférico que presenta la distribución térmica requerida para ser una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica. Se marcan los 3 subestratos que constituyen el microestrato.

Los estratos atmosféricos elegidos se clasifican en dos grupos: *microestratos* y *macroestratos*. Los microestratos son inestabilidades aisladas en la estratificación atmosférica que tienen un espesor del orden de algunas decenas de metros. Los macroestratos son estratos con un espesor que es del orden de algunos centenares de metros. Tanto los microestratos como los macroestratos presentan la distribución térmica mostrada en la figura VIII.4, gráfico I, equivalente desde el punto de vista de la estratificación a la del modelo de laboratorio. Además, los microestratos y los macroestratos presentan la distribución de subestratos anteriormente descrita y representada en la figura VIII.5.

VIII.4.1 CRITERIOS DE SELECCIÓN

La selección de los estratos atmosféricos contenidos dentro de un perfil térmico y que representan *inestabilidad aisladas* se realiza mediante un análisis de la estabilidad estática de todos los estratos constituidos por cuatro puntos o alturas cuyo conjunto forma el perfil térmico. El concepto de estabilidad estática representa la posibilidad de que se produzca convección libre debida al efecto de la flotabilidad. Este tipo de estabilidad se denomina estática porque no depende del campo de la velocidad (del viento). Una capa fluida (por ejemplo, de aire) es estáticamente inestable cuando el fluido menos denso (por ejemplo, aire más cálido y/o húmedo), y, por ello, con más flotabilidad, se sitúa debajo del más denso. Entonces, la respuesta a esta inestabilidad es la producción de circulaciones convectivas (por ejemplo, las térmicas) que permiten al fluido inferior ascender, y así estabilizar la situación. El análisis de la estabilidad estática se realiza comparando la variación real de la temperatura T con la altura, que es α , con el enfriamiento adiabático, que se denota como γ .

La selección de estratos realizada con el estudio de la variación de T con la altura z se comprueba mediante el comportamiento de la temperatura potencial θ que ha sido calculada para cada nivel medido. Probablemente se podría haber mejorado esta selección si se hubiera evaluado el número de Richardson para cada sustrato. Sin embargo, se descartó esta opción porque el tipo de comportamiento obtenida comparando α y γ es igual que el procedente del estudio vía el número de Richardson porque el denominador de la definición de este parámetro adimensional va elevado al cuadrado con lo que a lo sumo se vería modificado el grado o la intensidad del tipo de estratificación dependiendo de que el denominador se mayor, menor o igual que la unidad.

La identificación del tipo de estratificación presente en un estrato atmosférico se realiza en base a la comparación entre la adiabática seca o gradiente adiabático local γ y el gradiente vertical térmico α , cuyas expresiones son, respectivamente, las siguientes:

$$\begin{aligned}\gamma &= -\frac{dT}{dz} = \cot g \eta \\ \alpha &= -\frac{\partial T}{\partial z} = \cot g \varepsilon\end{aligned}\tag{8.28}$$

donde γ tiene un valor constante, luego η es constante también (figura VIII.7). En el caso atmosférico, la definición tradicional del gradiente adiabático local es:

$$\gamma_{\text{Adiabático}} = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} = \frac{0'98 \text{ K}}{100 \text{ m}}\tag{8.29}$$

En virtud de las anteriores relaciones, se tiene que la determinación del comportamiento de la estratificación de un cierto tramo del perfil térmico se puede realizar en función de la comparación de los ángulos η y ε , es decir, de las pendientes de la recta adiabática – que es conocida y constante, $1/\gamma = \tan \eta$ – y la de la recta que se ajusta al tramo seleccionado en el perfil térmico.

El criterio de estabilidad estática nos dice que:

a.- $\eta > \varepsilon \Rightarrow \text{Estratificación Inestable.}$

b.- $\eta < \varepsilon \Rightarrow \text{Estratificación Estable.}$

Esta definición clásica de la estabilidad estática es una definición local que, a menudo, no se cumple en la capa límite convectiva, donde los movimientos del aire dependen más de su exceso de flotabilidad que del comportamiento térmico del ambiente circundante. Por ello, la medida dada exclusivamente por el gradiente adiabático local es insuficiente para determinar la estabilidad estática en situaciones atmosféricas, siendo necesario, o bien conocer el perfil vertical completo de la temperatura potencial θ , o bien medir el flujo turbulento $\overline{w'\theta'}$ para así proporcionar una definición no local¹.

En nuestro caso los sondeos atmosféricos han proporcionado medidas del perfil vertical completo de la temperatura, luego de la temperatura potencial. Por ello, ha sido posible utilizar el criterio de la estabilidad estática. Por tanto, el procedimiento consiste en representar gráficamente el perfil térmico vertical que

¹ En este caso, si $\overline{w'\theta'} > 0$, tendremos una capa inestable o convectiva (las parcelas de aire desplazadas se alejan cada vez más de su posición inicial); si $\overline{w'\theta'} < 0$, tendremos una capa estable (las parcelas de aire desplazadas regresan a su posición inicial de equilibrio), mientras que si $\overline{w'\theta'} = 0$ tendremos una capa neutral. Si al integrar a lo largo de toda la profundidad de la capa límite, el término de producción de energía cinética turbulenta por cizalla es mucho mayor que el término de flotabilidad, o bien, cuando éste sea casi nulo, entonces tendremos una capa de aire neutral.

suministra cada sondeo termodinámico y comparar su comportamiento con el de una recta que representa el enfriamiento adiabático global cuyo origen está en la primera altura del sondeo como se muestra en la figura VIII.6. De esta forma, a partir del sondeo global se podrían identificarse estratos de gran tamaño o espesor que se denotan como *macroestratos*, y que presentan la distribución de la estratificación descrita anteriormente. La figura VIII.6 muestra un ejemplo de este procedimiento que da lugar a un posible macroestrato que ocupa todo el espesor del perfil térmico, que presenta la estructura descrita en la figura VIII.4 y que habrá de ser estudiado con mayor detenimiento.

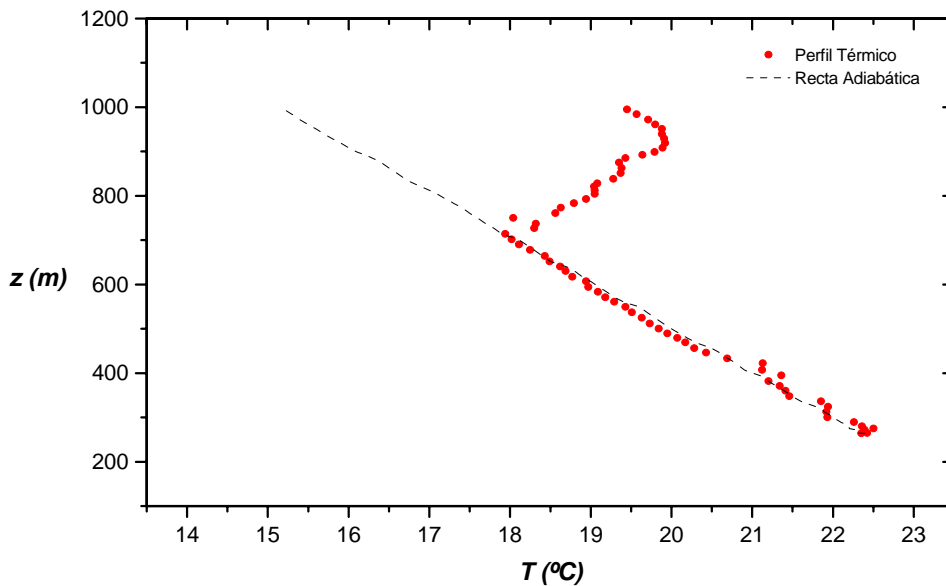


Figura VIII.6. Estrato atmosférico que presenta la distribución de lo que se ha denominado *inestabilidad aislada*. Este macroestrato ocupa todo el espesor del sondeo termodinámico.

El estudio del aspecto general de un sondeo atmosférico no siempre ha conducido a la identificación de estos macroestratos de forma tan evidente como podría ser en el caso de la figura VIII.6. Por ello, en algunas ocasiones ha sido necesario realizar una idealización del comportamiento global del perfil térmico. Este método tiene dos etapas. En primer lugar, se buscan estratos con una distribución de la estratificación próxima a la ya descrita (figura VIII.4) y que ocupen todo o parte del sondeo. Este proceso se realiza por simple observación del perfil térmico.

Posteriormente, se realiza un suavizado de los datos de temperatura mediante un proceso de media móvil.

La figura VIII.7 muestra un macroestrato obtenido mediante la técnica que se acaba de describir. Esta inestabilidad global en la estratificación está superpuesta al perfil térmico para mayor claridad y se observan las fluctuaciones de los datos reales respecto del contorno del macroestrato.

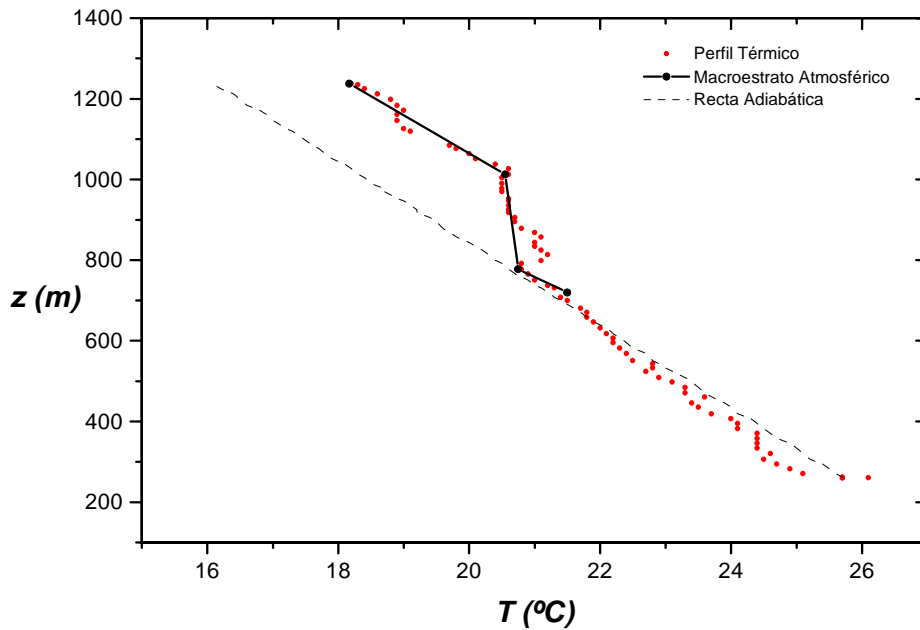


Figura VIII.7. Macroestrato atmosférico localizado dentro de un sondeo atmosférico que presenta la distribución térmica requerida según la figura VIII.4.

Un método adicional para la identificación de estratos con la alternancia de estratificación descrita anteriormente se realiza de la siguiente forma. Consideremos una idealización de un trozo de un perfil térmico como la que muestra la figura VIII.8. En virtud de la definición de estabilidad estática, la determinación del tipo de estratificación se realiza en función de la comparación de los ángulos η y ε en cada una de las subcapas del perfil térmico que están delimitadas por dos puntos o alturas. Se procede comenzando por los dos primeros puntos del perfil térmico (O y A) y se calcula la pendiente de la recta que pasa por ellos y la pendiente de la recta adiabática que pasa por el primero de los dos puntos (O), que es constante ($1/\gamma = \tan \eta$). Posteriormente, se comparan la pendiente adiabática y la pendiente del perfil térmico por medio de la comparación de los ángulos asociados: $\eta_{\text{adiabática}}$ y

$\varepsilon_{\text{térmico}}$. Finalizado de esta forma el análisis de la capa atmosférica comprendida entre los puntos O y A, se pasa a analizar la capa comprendida entre los puntos A y B repitiendo el mismo procedimiento que se acaba de describir, y así se procede sucesivamente con el resto de los puntos que constituyen el perfil térmico.

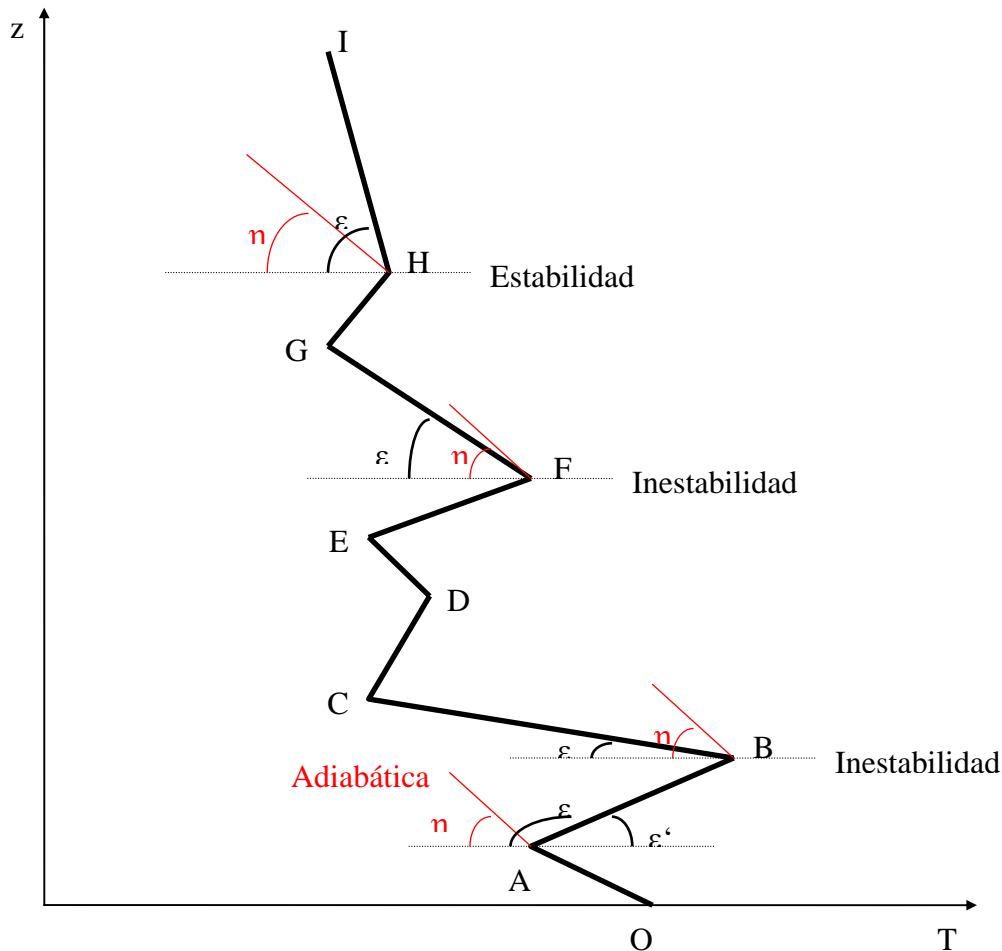


Figura VIII.8. Esquema gráfico que idealiza un perfil térmico. Para cada par de puntos del perfil se ha representado la recta que los une, que es la variación térmica vertical y su correspondiente adiabática seca. Los ángulos que estas rectas forman con la horizontal son η y ε respectivamente.

Por tanto, dado un sondeo meteorológico real se separan todos los estratos de cuatro puntos que lo constituyen. Por cada par de estos puntos se constituye un subestrato térmico y se compara su pendiente con la de la recta adiabática γ cuyo origen está en el primer punto del subestrato como se muestra en la figura VIII.8. Una vez que se obtiene que un subestrato es inestable estáticamente, se analiza si los dos subestratos consecutivos en sentido ascendente son, respectivamente, estable e inestable. Sólo en este caso el estrato correspondiente será aceptado como válido según la figura VIII.4. Si el subestrato es estable estáticamente, queda descartado y

se analiza el siguiente. Todo este proceso es realizado por una aplicación informática construida para tal fin. De esta forma, se estudian todas las posibilidades que nos ofrece el perfil térmico correspondiente a cada sondeo. Este procedimiento se ha considerado suficiente para nuestra intención que, en primer lugar, es mostrar que es posible que en la atmósfera acontezca lo mismo que en el laboratorio. Los estratos atmosféricos obtenidos de esta forma presentan un espesor pequeño por lo que se denotan como *microestratos* como el de la figura VIII.9.

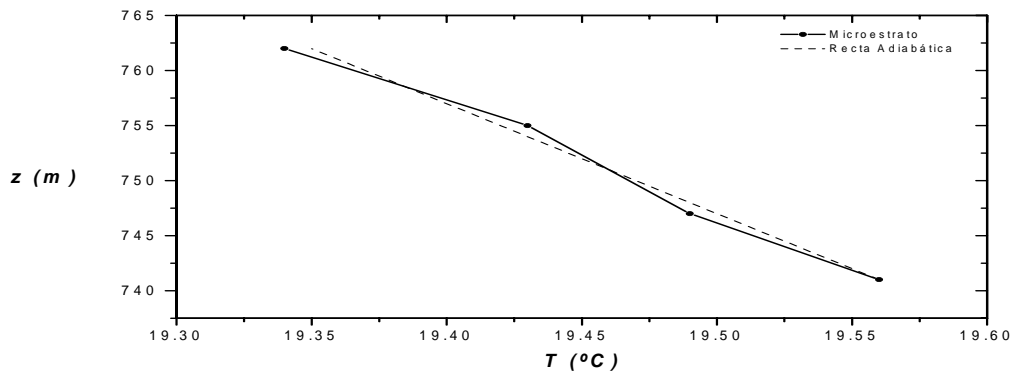


Figura VIII.9. Microestrato atmosférico que presenta la distribución térmica requerida para ser una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica.

La figura VIII.10 muestra el perfil de la temperatura potencial correspondiente al microestrato representado en la figura VIII.9. Esta representación permite apreciar con más nitidez la distribución de la estratificación en el microestrato, es decir, su estructura inestable-estable-inestable. Por ello, se ha verificado la selección inicial de los microestratos representando el perfil su temperatura potencial correspondiente.

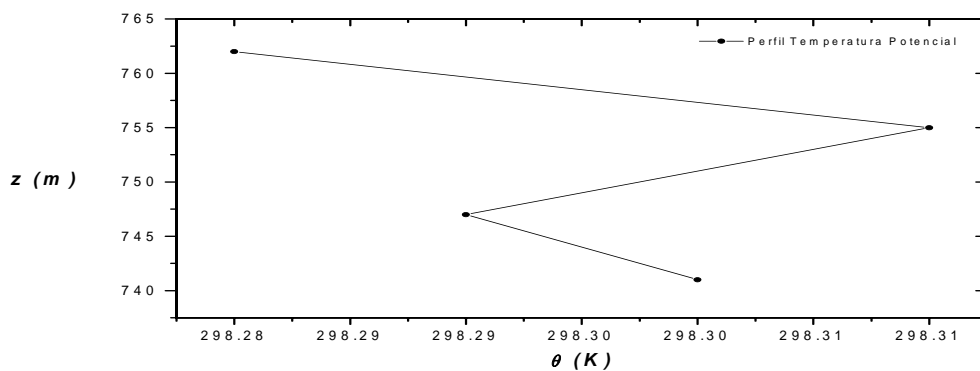


Figura VIII.10. Perfil de temperatura potencial correspondiente al microestrato de la figura VIII.9

Este criterio de selección se ha aplicado a 100 perfiles térmicos correspondientes a otros tantos sondeos atmosféricos realizados con globo cautivo. Como resultado de la aplicación de este criterio se ha obtenido la existencia de estratos tanto de pequeño espesor como de gran tamaño que tienen la estructura inestable-estable-inestable y que están situados tanto en altura como junto a la superficie terrestre.

El número de los microestratos atmosféricos inicialmente seleccionados es 124, que son aquellos que presentan la estructura inestable-estable-inestable y pertenecen a la rama ascendente del sondeo. Sin embargo, el número final de microestratos aceptados es de 13. Esta diferencia radica en que sólo una parte de los estratos inicialmente seleccionados presentan una evolución temporal en su descenso acorde con el proceso de mezcla experimental como se explicará en los apartados VIII.4.2 y VIII.5.

El número de macroestratos atmosféricos inicialmente seleccionados es 12, pertenecientes al ascenso del sondeo y presentando la estructura inestable-estable-inestable. El número final de macroestratos aceptados es de 4. De nuevo, la diferencia se explica porque sólo algunos de los estratos inicialmente seleccionados tienen una comportamiento temporal en su descenso que están en consonancia con los resultados obtenidos en el proceso de mezcla experimental.

Las figuras VIII.11 a VIII.13 muestran una parte de los 124 microestratos atmosféricos inicialmente seleccionados en el ascenso del perfil térmico y que tienen una estructura en su estratificación como la de la figura VIII.4.

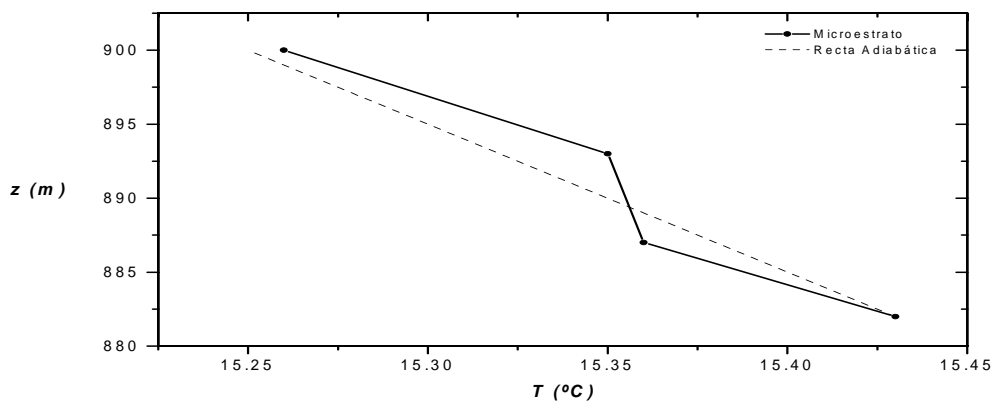


Figura VIII.11. Microestrato atmosférico que presenta la distribución térmica de una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica.

Se observa que estos estratos tienen un espesor pequeño del orden de decenas de metros y que están situados a distintas alturas, incluido el nivel junto al suelo, dentro del sondeo meteorológico.

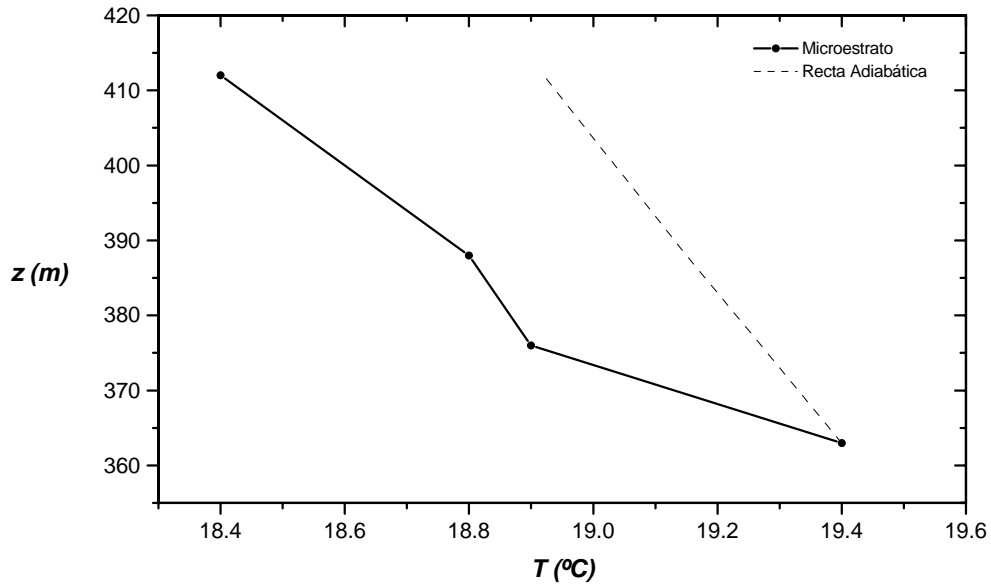


Figura VIII.12. Microestrato atmosférico con la típica distribución térmica propia de una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica.

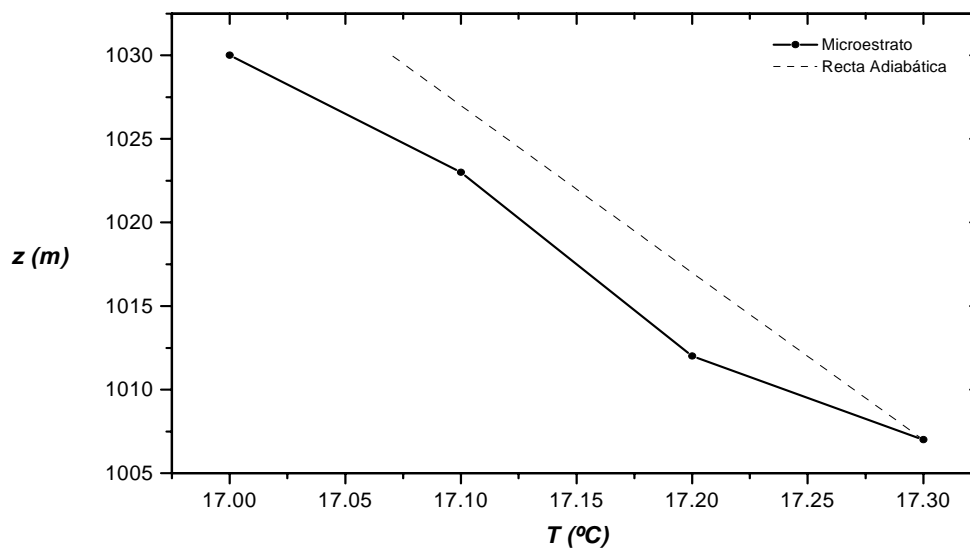


Figura VIII.13. Microestrato atmosférico con la distribución térmica requerida por una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica.

Las figuras VIII.14 a VIII.16 muestran algunos de los 12 estratos atmosféricos inicialmente seleccionados que se caracterizan por presentar un espesor mucho mayor. Estos macroestratos se identifican con una buena parte del perfil térmico inicial e incluso pueden abarcarlo por completo como es el caso de la figura VIII.6. Igual que en el caso de los microestratos, pertenecen al ascenso del sondeo y tienen una estructura en su estratificación como la de la figura VIII.4. De la misma forma, están situados a distintas alturas, incluido el nivel junto al suelo, dentro del perfil.

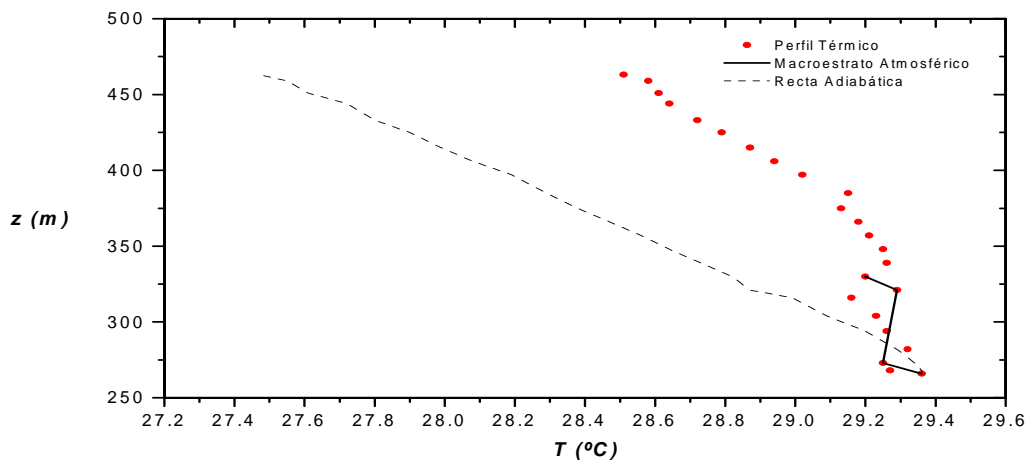


Figura VIII.14. Macroestrato atmosférico localizado dentro de un sondeo atmosférico. Se observa que presenta la distribución térmica requerida según la figura VIII.4.

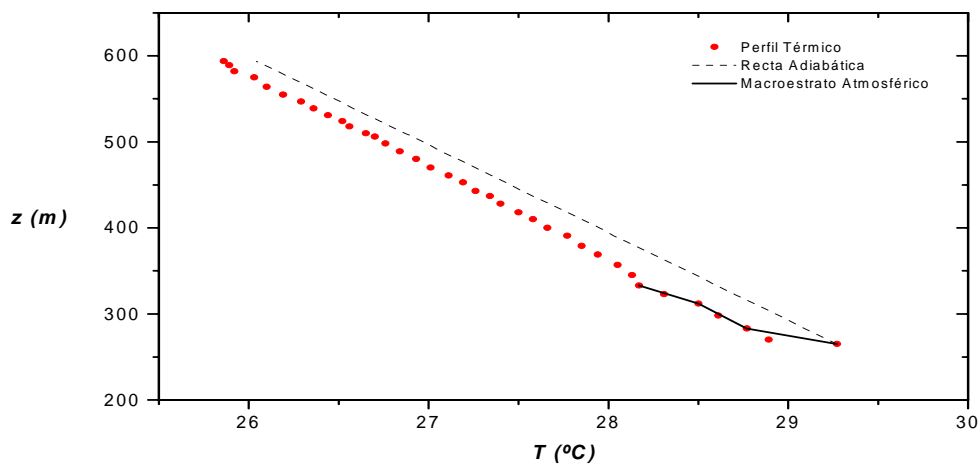


Figura VIII.15. Macroestrato atmosférico localizado dentro de un sondeo atmosférico y cuyo origen está en el suelo. Presenta la típica distribución térmica de una *inestabilidad aislada*.

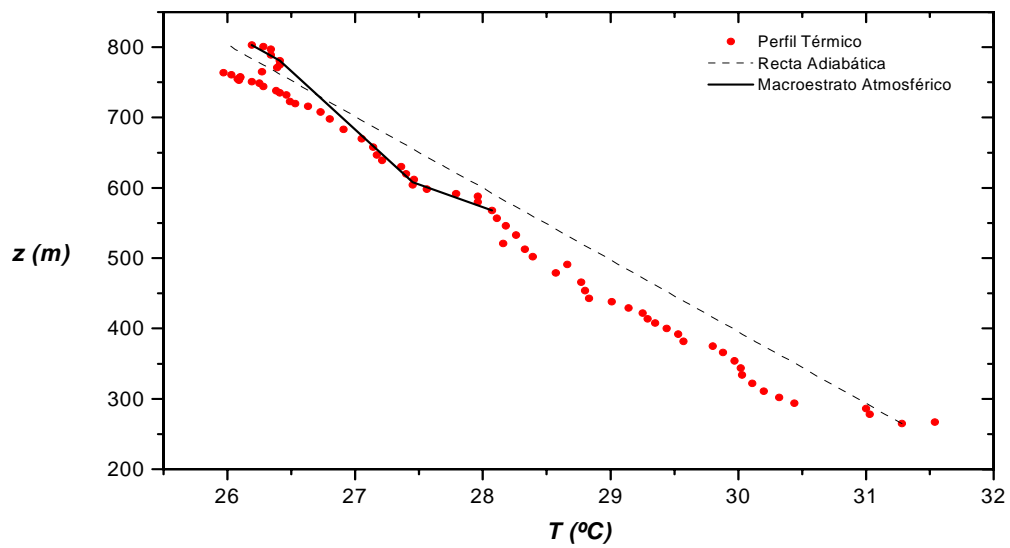


Figura VIII.16. Macroestrato atmosférico situado en altura y localizado dentro de un sondeo atmosférico. Presenta la distribución térmica de una *inestabilidad aislada* en la estratificación atmosférica.

VIII.4.2 ANALOGÍA ENTRE LA EVOLUCIÓN DEL SISTEMA FLUIDO EXPERIMENTAL Y LOS ESTRATOS ATMOSFÉRICOS

El apartado VIII.4.1 ha presentado el proceso de selección los estratos atmosféricos que han sido elegidos utilizando el criterio de la estabilidad estática. Estos estratos pertenecen a la rama ascendente del sondeo y tienen una distribución de estratificación del tipo inestable-estable-inestable que es análoga a la del estado inicial del modelo de laboratorio (figura VIII.4). Por ello, estos microestratos y macroestratos elegidos representan situaciones atmosféricas iniciales.

Según se ha descrito en el capítulo IV, el estado inicial del modelo de laboratorio evoluciona a nivel experimental mediante la generación de un conjunto de penachos turbulentos. El desarrollo de estas estructuras convectivas produce el proceso de mezcla que desemboca en un estado final caracterizado por la presencia de una capa mezclada delimitada superiormente por una interfase estable de densidad. Este estado final está estratificado establemente.

El objetivo primordial del presente trabajo es contribuir al estudio de la microturbulencia atmosférica en condiciones inestables. La figura VIII.17(a) muestra un estrato atmosférico con una inestabilidad pura. La figura VIII.17(b) representa el sistema fluido experimental que es equivalente a esta situación atmosférica real y que se caracteriza por presentar una interfase de densidad que es inestable y se constituye entre dos fluidos de distinta densidad.

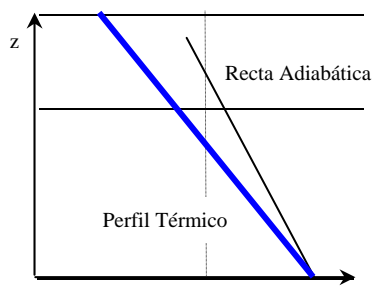


Figura VIII.17(a). Perfil térmico de un estrato atmosférico que es inestable estáticamente todo él.

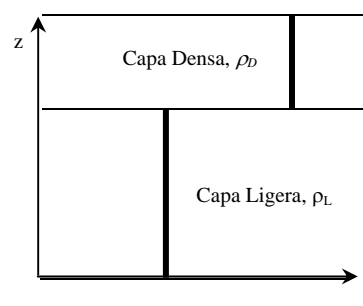


Figura VIII.17(b). Modelo experimental equivalente al estrato de la figura VIII.17(a) desde el punto de vista de la estratificación.

Sin embargo, en la realidad sucede que las inestabilidades puras de la estratificación atmosférica están *cortadas* por la presencia de un subestrato estable

estáticamente como se muestra en las figuras VIII.6 a VIII.16. A nivel experimental, el sistema fluido equivalente se obtendría introduciendo una capa fluida estable entre los dos estratos presentes en la figura VIII.18(a). Como resultado se obtiene una distribución vertical de densidades que se corresponde con nuestro modelo de laboratorio y que se muestra en la figura VIII.18(b).

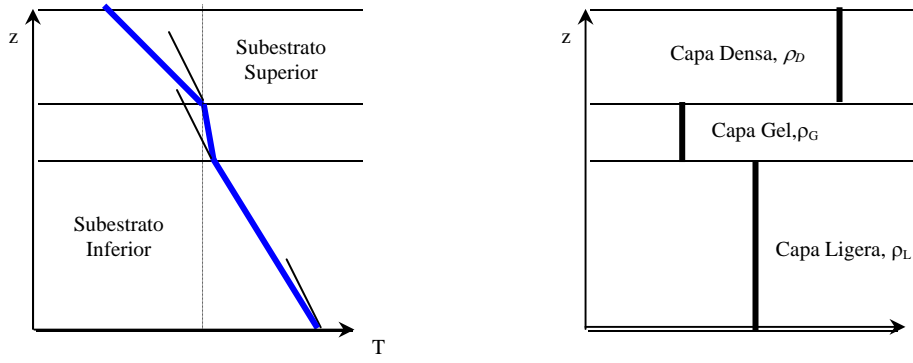


Figura VIII.18(a). Estrato atmosférico que presenta la distribución térmica de una *inestabilidad aislada*. Figura VIII.18(b). Modelo experimental equivalente al estrato de la figura VIII.18(a) desde el punto de vista de la estratificación.

El estado inicial del sistema fluido experimental mostrado en las figuras VIII.4, VIII.18(b) y VIII.19(a) tiene una distribución vertical de densidad con tres capas fluidas diferenciadas: capa densa ρ_D , capa de gel ρ_G y capa ligera ρ_L . Dado que cada fluido es homogéneo puede representarse por una línea recta vertical cuya altura sería el espesor de la capa correspondiente. Se observa que dicha distribución es inestable porque el fluido de mayor densidad se sitúa en la parte superior del sistema y, por tanto, tiene una tendencia inherente a descender y mezclarse con el de la capa ligera como ya se ha descrito en el capítulo IV. El conjunto de figuras desde la VIII.19(a) hasta VIII.22(a) representa la evolución real del sistema fluido experimental. La desaparición de la capa densa por su descenso y posterior mezcla se representa por la disminución del espesor de la capa que decrece paso a paso (figuras VIII.19(a) a VIII.22(a)). Finalmente, desaparece por completo como se ve en la figura VIII.22(a). Simultáneamente, se observa que el espesor de la capa de gel se mantiene constante durante todo el proceso porque este fluido no se mezcla. Finalmente, se observa la modificación de la estructura de la capa ligera como consecuencia del proceso de mezcla que pasa de ser homogénea a tener una estratificación estable. Según evoluciona el fenómeno, esta estratificación estable aumenta de espesor pudiendo darse dos casos: si la mezcla entre los dos fluidos es

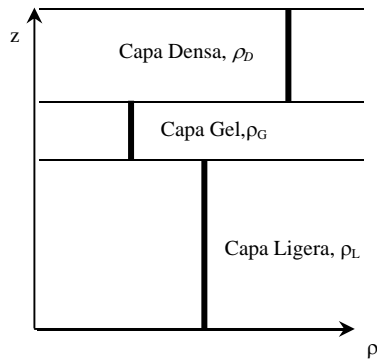


Figura VIII.19(a). Estado inicial del perfil de densidad del sistema fluido.

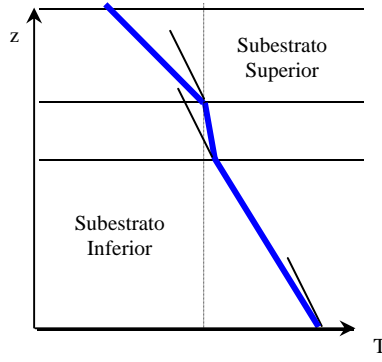


Figura VIII.19(b). Estado inicial del perfil térmico del estrato atmosférico seleccionado.

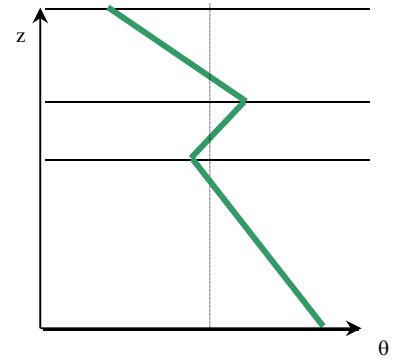


Figura VIII.19(c). Estado inicial del perfil de temperatura potencial del estrato atmosférico seleccionado.

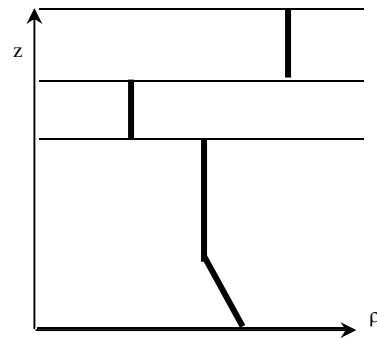


Figura VIII.20(a). Evolución del perfil de densidad del sistema fluido.

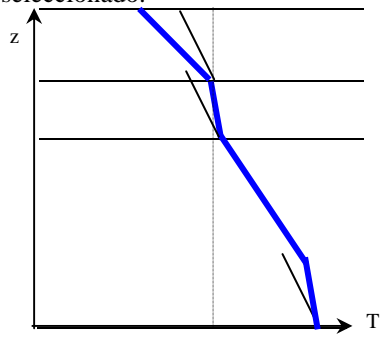


Figura VIII.20(b). Evolución del perfil térmico del estrato atmosférico seleccionado.

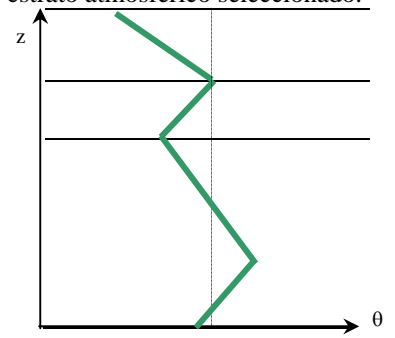


Figura VIII.20(c). Evolución del perfil de temperatura potencial del estrato atmosférico seleccionado.

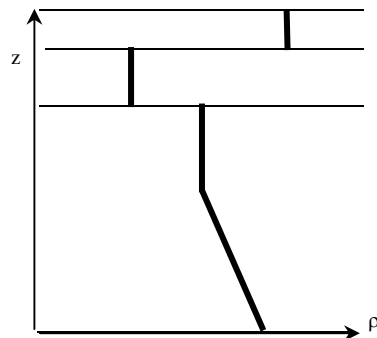


Figura VIII.21(a). Estado intermedio del perfil de densidad del sistema fluido experimental.

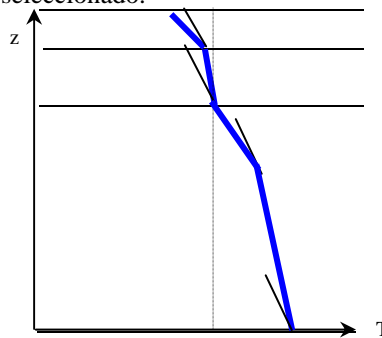


Figura VIII.21(b). Estado intermedio del perfil térmico del estrato atmosférico seleccionado.

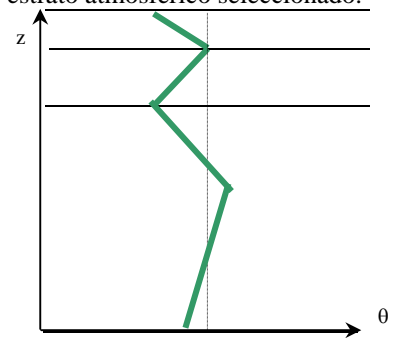


Figura VIII.21(c). Estado intermedio del perfil de temperatura potencial del estrato atmosférico seleccionado.

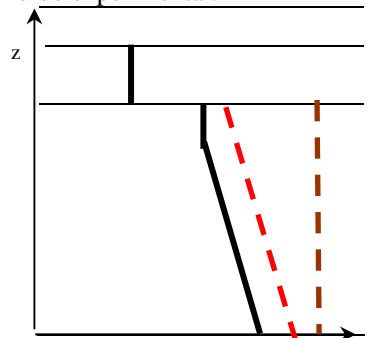


Figura VIII.22(a). Estado final del sistema fluido con 3 perfiles: estable no uniforme (—), estable uniforme (---) y homogéneo (---).

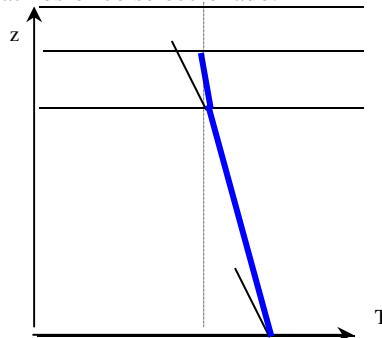


Figura VIII.22(b). Estado final del perfil térmico del estrato atmosférico seleccionado caracterizado por su estabilidad.

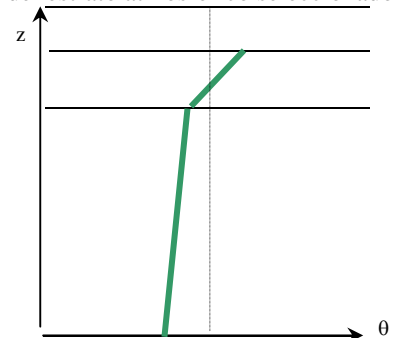


Figura VIII.22(c). Estado final del perfil de temperatura potencial del estrato atmosférico seleccionado para visualizar mejor la estabilidad.

completa, se obtiene una estratificación estable que ocupa todo el espesor de la capa ligera original (línea discontinua roja de la figura VIII.22(a)).

Si la mezcla no es completa, la mencionada estratificación estable no ocupará todo el espesor de la capa ligera inicial y esto es lo que ocurre en la práctica experimental (línea continua negra de la figura VIII.22(a)). Además, existe otra posibilidad que surge como consecuencia de que el proceso de mezcla produzca una capa mezclada homogénea (línea discontinua marrón de la figura VIII.22(a)).

La descripción de la evolución del modelo de laboratorio que acabamos de presentar se basa en la observación experimental y en el estudio posterior que de la misma se ha realizado. Puesto que dicho modelo de laboratorio representa experimentalmente a una situación atmosférica real (figura VIII.4) es posible plantear como propuesta una evolución para los estratos atmosféricos seleccionados que sea análoga al desarrollo del sistema fluido experimental. Por ello, se considera como hipótesis que los estratos atmosféricos seleccionados han de alcanzar una situación final que presente una estructura semejante a la del estado final del sistema fluido experimental desde el punto de vista del tipo de la estratificación (figura VIII.22(a)). Dado que la evolución experimental del modelo de laboratorio conduce a un estado estable estáticamente, entonces los estratos atmosféricos inicialmente seleccionados dentro de un sondeo han de evolucionar hacia situaciones que sean esencialmente estables. La figura VIII.22(b) muestra el aspecto del estado final de un estrato atmosférico que se caracteriza por la aparición de estabilidad estática.

La evolución hipotética de las inestabilidades aisladas atmosféricas se muestra en la serie de figuras desde la VIII.19(b) hasta la VIII.22(b). En dichas figuras se muestra la recta adiabática mediante líneas negras y el estado del perfil térmico correspondiente al estrato atmosférico mediante una línea azul. Las figuras VIII.19(c) a VIII.22(c) muestran el perfil térmico de la temperatura potencial θ y su posterior evolución correspondientes al estrato atmosférico seleccionado en la figura VIII.19(b). La utilización de esta temperatura permite apreciar más fácilmente la modificación de la estabilidad estática de los distintos substratos según se desarrolla el proceso.

Esta analogía permite establecer el siguiente proceso hipotético para el desarrollo de las *inestabilidades aisladas* presentes en la estratificación atmosférica. La figura VIII.19(b) muestra el estado inicial de un estrato atmosférico que

representa una inestabilidad aislada. El sustrato superior es más inestable y debería sufrir un proceso de convección, descendiendo hasta alcanzar y mezclarse con el sustrato inferior. Las figuras VIII.20(b) y VIII.21(b) muestran este proceso de descenso y mezcla que se representa mediante la disminución del tamaño del perfil hasta su completa desaparición cuando todo el sustrato superior se haya mezclado como muestra la figura VIII.22(b). A la vez que tiene lugar el anterior proceso, el sustrato inferior se vuelve cada vez más estable como consecuencia de la mezcla como muestran las figuras VIII.21(b) y VIII.22(b). Finalmente, la evolución finaliza cuando el sustrato inferior queda en una situación de estabilidad estática.

La evolución de un estrato atmosférico hacia su estado final si ha de ser semejante a la del sistema fluido experimental, entonces habrá de caracterizarse por ser una convección gravitatoria pura. Esto implica que los sustratos que componen el estrato en cuestión han de desplazarse de una determinada forma como indican las figuras VIII.23 a VIII.25. El motivo es que la evolución del sistema fluido experimental es tal que la capa densa desciende por su inestabilidad gravitatoria, atraviesa la capa de gel hasta alcanzar la capa ligera y mezclarse con ella. Simultáneamente, el estrato de gel se eleva ligeramente sin sufrir mezcla alguna y la capa ligera desaparece parcialmente como consecuencia del proceso de mezcla con la capa densa y se genera una capa mezclada estratificada establemente. La capa densa desaparece por completo.

Por tanto, el desplazamiento de los sustratos o puntos que componen un estrato atmosférico ha de ser de forma tal que el punto 1 siempre descienda por debajo de los puntos 2 y 3 los cuales han de mantener siempre su posición relativa con apenas modificación del espesor del sustrato que forman y con una ligera elevación del mismo (figuras VIII.23 a VIII.25). Además, el punto 4 y el punto 1 deberían teóricamente situarse en la parte inferior del estrato atmosférico si éste ha alcanzado su estado final (figura VIII.25). Por otra parte, si se alcanza un estado intermedio los puntos mantienen las posiciones mostradas en el estado inicial y surge un nuevo punto, el 4', que delimita el cambio del tipo de estabilidad estática (figura VIII.24).

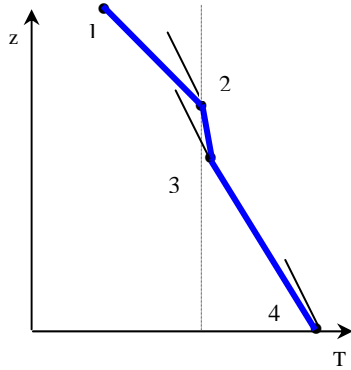


Figura VIII.23. Estado inicial de una inestabilidad aislada atmosférica con la identificación de los puntos que componen sus sustratos.

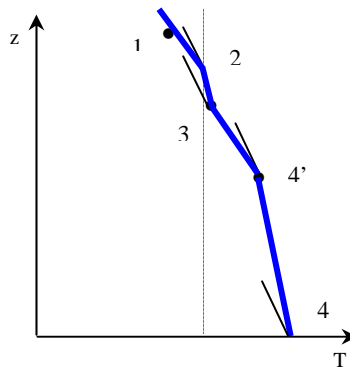


Figura VIII.24. Desplazamientos de los sustratos y de sus puntos identificativos durante el proceso que si finaliza aquí genera un estado intermedio.

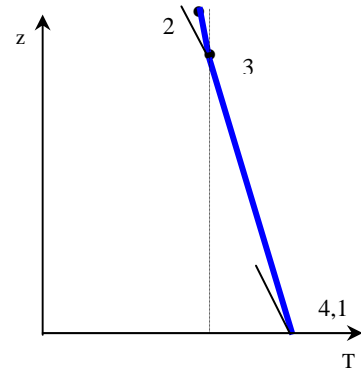


Figura VIII.25. Estado final al que debería llegar la inestabilidad aislada de la figura VIII.22. Se observa la nueva disposición de los sustratos.

Otra característica a tener en cuenta es que los espesores de los sustratos han de modificarse de forma adecuada, así como el tamaño global. El espesor del sustrato delimitado entre los puntos 2 y 3 se han mantener aproximadamente. El espesor del sustrato comprendido entre los puntos 1 y 2 ha de desaparecer a lo largo de la evolución adicionándose al espesor del sustrato definido por los puntos 3 y 4.

Este comportamiento corresponde a un movimiento de convección gravitatoria pura en el estrato atmosférico y, por ello, el desplazamiento de los puntos ha de ser el anteriormente descrito. De esta forma, surge un primer criterio para descartar algunos de los estratos atmosféricos inicialmente seleccionados porque no tienen la evolución adecuada y no se *reestructuran* según lo expuesto en las figuras VIII.23 a VIII.25.

A modo de ejemplo, se muestra el microestrato atmosférico de la figura VIII.26 que fue seleccionado en un principio pero cuyo desarrollo no es adecuado por lo que queda finalmente descartado. La figura VIII.27 muestra por medio del perfil de la temperatura potencial, la típica distribución térmica que caracteriza a las inestabilidades aisladas que buscamos en la estratificación atmosférica. A partir de su evolución, es evidente la inversión en las posiciones de los puntos 2 y 3 que debían mantener su posición relativa (figura VIII.28). Además, se observa la presencia de inestabilidad en la parte superior del estrato (figura VIII.28).

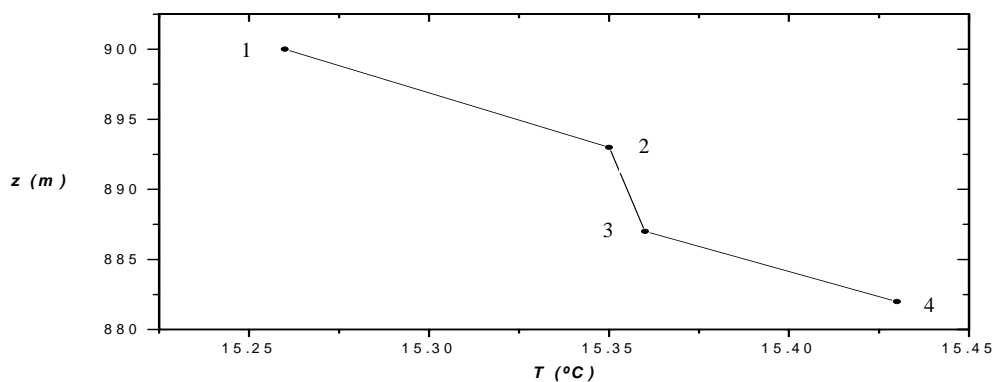


Figura VIII.26. Estado inicial de un microestrato atmosférico correspondiente a una *inestabilidad aislada*. Se muestra por medio del perfil térmico vertical asociado.

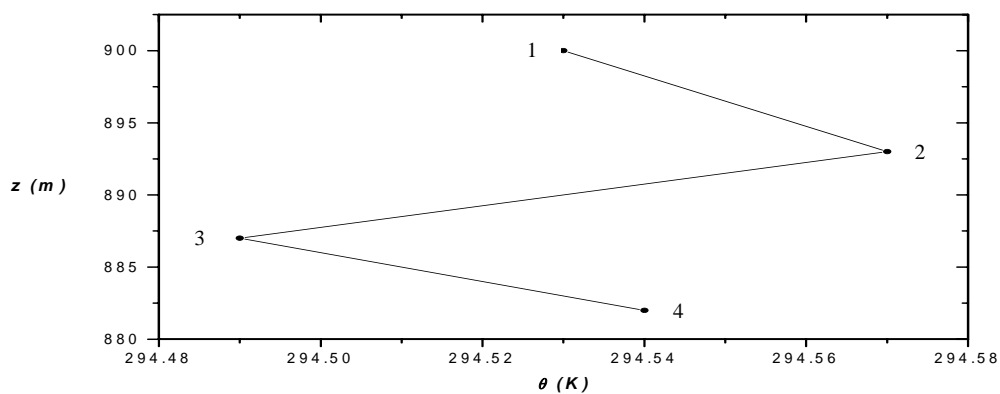


Figura VIII.27. Estado inicial de un microestrato atmosférico mostrado por medio de su perfil vertical en temperatura potencial θ .

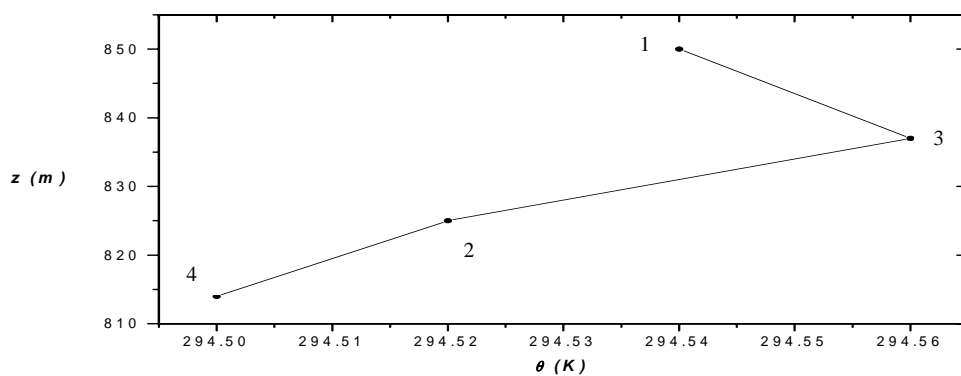


Figura VIII.28. Estado final del microestrato atmosférico seleccionado en la figura VIII.26 que se muestra mediante su perfil vertical en temperatura potencial θ .

La estructura que se muestra en la figura VIII.19(b) correspondiente al estado inicial de un estrato atmosférico es fácilmente identificable a través del análisis del comportamiento general del sondeo termodinámico, que es el caso de los macroestratos (figuras VIII.6 y VIII.7), y también se identifica en estratos pequeños o microestratos (figuras VIII.9 y VIII.11) que son más difíciles de obtener a partir del propio sondeo. Sin embargo, la estructura del estado final al que llega un estrato atmosférico no es tan fácilmente detectable a partir del sondeo. El motivo es la indeterminación en la localización de la altura final que alcanzan cada uno de los substratos tras la evolución del estrato atmosférico. Otro problema es el desconocimiento de la velocidad vertical con la que se desplazan dichos substratos. Adicionalmente, también se desconoce el tiempo teórico requerido para desde el estado inicial alcanzar el final porque la velocidad vertical es desconocida.

Como herramienta auxiliar que podría ayudar a determinar la posición final que debe alcanzar un estrato atmosférico inicialmente seleccionado se utiliza el concepto de desplazamiento de Thorpe que se describirá en el apartado VIII.4.3. Esta magnitud permite analizar la reestructuración de los estratos atmosféricos seleccionados en el ascenso de un sondeo. Este fenómeno de ordenación hace que los estratos tiendan hacia la estabilidad alcanzando su posición apropiada.

VIII.4.3 LOS DESPLAZAMIENTOS DE THORPE

El estudio de la evolución temporal de los estratos atmosféricos seleccionados se facilita mediante la evaluación de los desplazamientos de Thorpe (Dillon, 1982; Itsweire, 1984). Estos desplazamientos representan las distancias que tienen que recorrer los distintos subestratos iniciales para reestructurarse hasta alcanzar una situación de estabilidad estática siendo ésta la evolución que se ha observado en los experimentos de mezcla turbulenta realizados en el laboratorio. Es decir, el descenso siempre tiende a la estabilización del sistema.

Los desplazamientos de Thorpe se utilizan con dos objetivos. Por una parte, su perfil vertical proporciona una verificación de la selección de los estratos atmosféricos elegidos inicialmente mediante el criterio de la estabilidad estática (apartado VIII.4.1). Por otra parte, dado el estado inicial de un estrato atmosférico seleccionado es preciso encontrar y estudiar su estado final correspondiente. El desarrollo temporal de los estratos atmosféricos, tanto micro- como macro-, ha de ser tal que los subestratos componentes tienen que ascender y descender de forma adecuada para que su evolución sea acorde con la de una convección gravitatoria pura (apartado VIII.4.2). Por tanto, hay que saber hasta dónde descienden o ascienden los subestratos de un estrato atmosférico seleccionado en el ascenso del sondeo. Con este objetivo se calculan y aplican los desplazamientos de Thorpe.

Hay que tener en cuenta que aquellos subestratos que ascienden tienen una gran probabilidad de hacerlo por efecto térmico y este comportamiento no es válido según los objetivos del presente trabajo. Aquellos subestratos que descienden pueden hacerlo por efecto convectivo y éste es el fenómeno que nos interesa considerar por lo que la selección del estado final de los estratos atmosféricos que se realiza en el descenso del sondeo ha de tener en cuenta estas circunstancias a la hora de identificar dicho estado final como ha puesto de manifiesto el apartado VIII.4.2.

Este método de los desplazamientos de Thorpe se utiliza normalmente en las medidas relativas a la microestructura oceánica y, últimamente, también se está aplicando a medidas de laboratorio. En el presente trabajo nos proponemos realizar una traslación de esta técnica a los sondeos atmosféricos que hemos utilizado con el objetivo de mejorar el análisis de los estratos seleccionados. La aplicación de este método al caso atmosférico requiere la utilización de la variable temperatura en lugar de la densidad. El motivo es que los sondeos atmosféricos suministran perfiles

térmicos verticales. Además, la atmósfera globalmente y en grandes capas está estratificada establemente, es decir, el perfil de la densidad es estable y monótono.

El investigador Thorpe desarrolló un método que permite evaluar la escala de longitud vertical asociada a un *vuelco* o *inversión de densidad* (“*overturn*”) que aparezca en un flujo fluido turbulento y estratificado, siendo útil en el análisis de los perfiles verticales de densidad. Esta técnica es válida para flujos que sean homogéneos horizontalmente. Dado un perfil vertical de densidad $\rho(z)$, una parte de este perfil puede presentar inversiones de densidad que son gravitacionalmente inestables y que hacen que dicho perfil no sea monótono. El método de Thorpe consiste en reestructurar el perfil inicial de densidad de modo que cada parcela fluida alcance una posición final en la que esté en una situación estáticamente estable. Por tanto, esta técnica reordena el perfil de densidad que puede contener inversiones y lo transforma en un perfil estable monótonamente que no presenta inversiones. Las distancias $d(z)$ que cada partícula fluida ha de ser desplazada para lograr este objetivo se conocen como *desplazamientos de Thorpe* (Dillon, 1982).

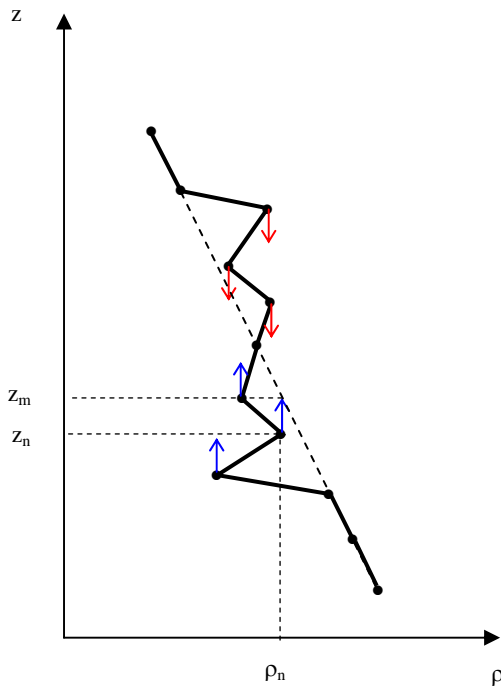


Figura VIII.29. Perfil de densidad hipotético que muestra algunas inversiones de densidad. Las flechas indican la dirección en la que cada partícula fluida debe moverse para generar un perfil estable estáticamente.

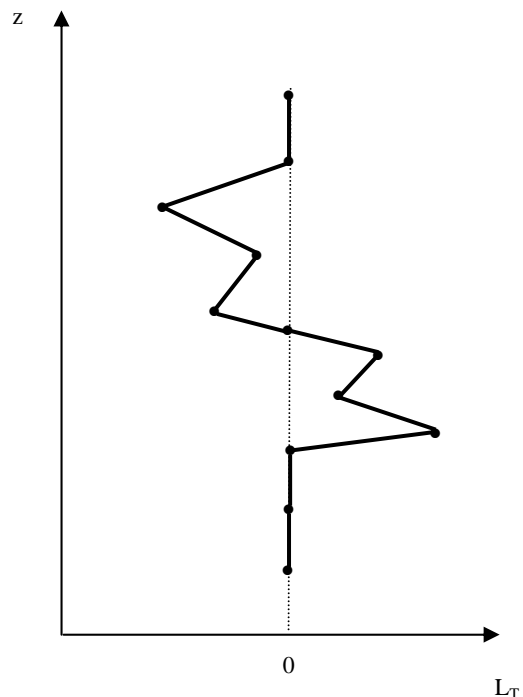


Figura VIII.30. Desplazamientos de Thorpe correspondientes al perfil de densidad de la figura VIII.29 obtenidos como resultado de la reordenación de dicho perfil. Los desplazamientos son positivos para los movimientos ascendentes y negativos para los descendentes.

Consideremos la figura VIII.29 que representa un perfil de densidad con n niveles en los que se ha medido la densidad ρ_n a una altura observada z_n . Si la parcela fluida correspondiente al nivel z_n debe desplazarse hasta la altura z_m para generar un perfil estable, entonces el desplazamiento de Thorpe correspondiente es (Dillon, 1982):

$$d(z) = z_m - z_n \quad (8.30)$$

Si cada uno de los niveles tiene diferente densidad, entonces el conjunto de desplazamientos de Thorpe es único. Por otra parte, en la mayoría de los casos estos desplazamientos apenas dependen del tipo de reordenación, es decir, del algoritmo utilizado para ordenar. El presente trabajo ha utilizado un *algoritmo del tipo burbuja* que inicia el proceso de ordenación a partir del nivel inferior del perfil térmico.

Las inversiones de densidad pueden o no ser identificadas con claridad en el perfil vertical de la densidad, pero se corresponden con la presencia de un patrón definido en forma de Z en el perfil de los desplazamientos de Thorpe. Por ello, estos desplazamientos de Thorpe son útiles como ayuda visual para definir la extensión vertical de algunos sucesos de mezcla como, por ejemplo, perturbaciones de gran tamaño que tienen lugar en capas de mezcla superficiales. Los remolinos que conllevan importantes inversiones se caracterizan por presentar unos límites superior e inferior bien delimitados con mezcla intensa en su interior (Dillon, 1982; Itsweire, 1984). La figura VIII.30 representa los desplazamientos de Thorpe correspondientes al perfil de densidad de la figura VIII.29 obtenidos como resultado de la reordenación de dicho perfil. Se observa un patrón en forma de Z. Los desplazamientos son positivos para los movimientos ascendentes y negativos para los descendentes.

Se definen dos escalas de Thorpe a partir del valor máximo y de la desviación cuadrática media de los desplazamientos de Thorpe cuyas expresiones son, respectivamente, las siguientes (Itsweire, 1984):

$$(L_T)_{MAX} = \max[d(z)] \quad (8.31)$$

$$(L_T)_{rms} = \langle d^2(z) \rangle^{1/2} \quad (8.32)$$

La escala $(L_T)_{max}$ representa el tamaño de la inversión más grande que puede tener lugar cuando los efectos de la flotabilidad sean despreciables. La escala $(L_T)_{rms}$ caracteriza al movimiento turbulento porque es proporcional al tamaño medio de los

remolinos turbulentos siempre que el gradiente horizontal de densidad sea mucho menor que el vertical. Por ello, se elige la expresión (8.32) como la definición de la escala de Thorpe L_T , que se empelará en el presente trabajo, antes que la del desplazamiento máximo porque los sondeos utilizados son verticales exclusivamente.

A continuación, presentamos un ejemplo del análisis del perfil vertical de temperatura correspondiente a un sondeo termodinámico. La figura VIII.31 muestra a la izquierda el perfil térmico real correspondiente a la temperatura potencial θ que ha sido obtenido a partir de los datos del sondeo. Se muestra la temperatura potencial en lugar de la temperatura normal porque la primera permite observar más fácilmente el tipo de estratificación. A simple vista es posible observar con cierta dificultad la existencia de diversas inestabilidades aisladas o estratos con inversiones (por ejemplo, en algo más de 800 m). La figura VIII.31 muestra a la derecha los desplazamientos de Thorpe L_T correspondientes al anterior perfil térmico y calculados como se ha descrito anteriormente. A partir de esta figura se hace mucho más evidente la existencia de inversiones, es decir, que el perfil térmico no es monótono. En concreto, se observa claramente el patrón en forma de Z que se sitúa en algo más de 800 m correspondiente a la presencia de uno de estos estratos.

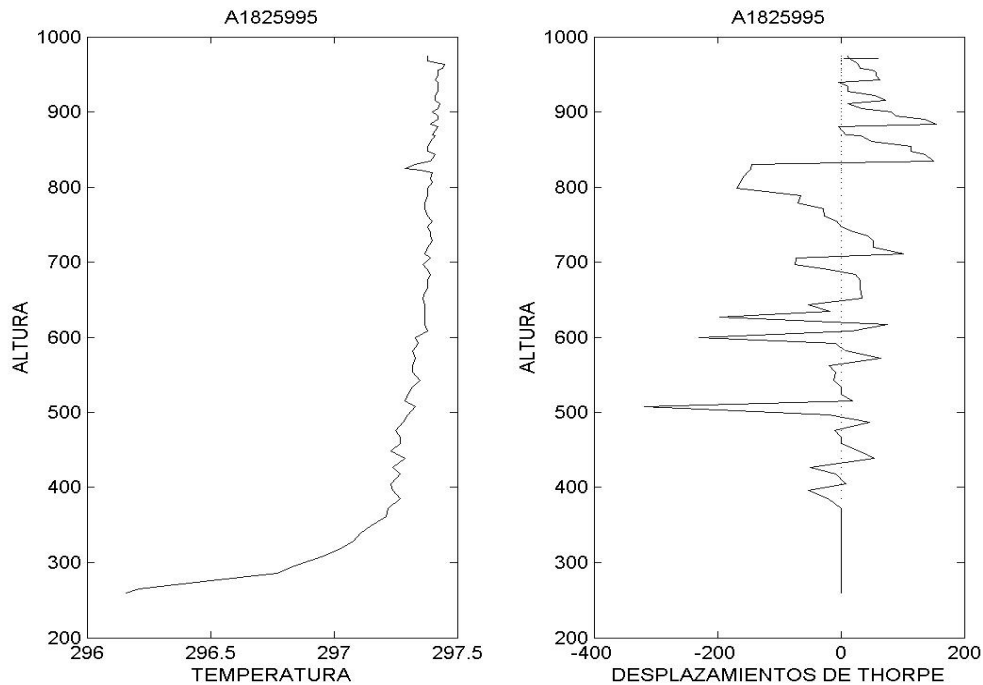


Figura VIII.31. La representación de la izquierda muestra un perfil térmico vertical en el que pueden observarse algunas posibles inversiones u *overturns*. La representación de la derecha muestra los desplazamientos de Thorpe asociados al perfil térmico, observándose los patrones en forma de Z.

El conocimiento de los desplazamientos de Thorpe L_T permite obtener el perfil térmico estable correspondiente al perfil térmico real que se deduce aplicando el valor del desplazamiento de Thorpe a cada nivel. Es decir, a cada altura z en la que existe una medida del sondeo se le suma o se le resta el desplazamiento de Thorpe correspondiente según que sea positivo o negativo, respectivamente. De esta forma, se obtiene una estabilización del perfil térmico real obtenido durante el ascenso del sondeo atmosférico. Este perfil estabilizado no tiene porque coincidir con el perfil térmico correspondiente al descenso del mismo sondeo. La figura VIII.32 muestra a la izquierda el perfil térmico real en temperatura potencial mientras que a la derecha se muestra el correspondiente perfil térmico estable o estabilizado obtenido tras la aplicación de los desplazamientos de Thorpe. Este tipo de representación gráfica permite apreciar y verificar el resultado del proceso de reordenación del perfil térmico real llevado a cabo por los desplazamientos de Thorpe.

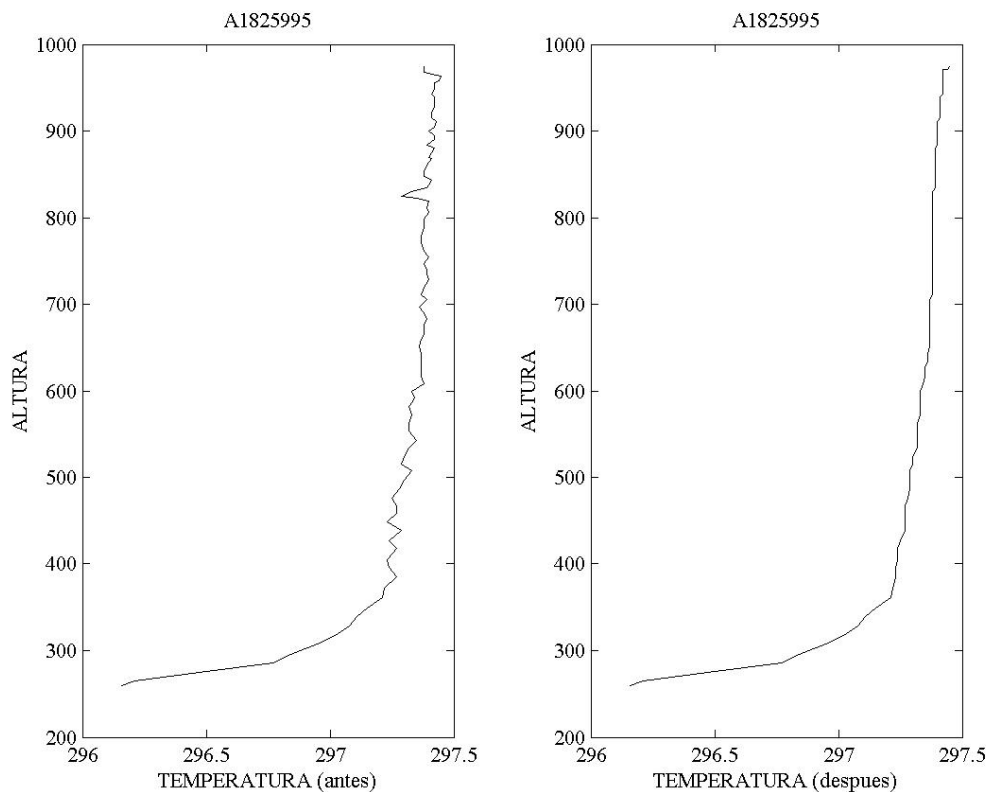


Figura VIII.32. La representación de la izquierda muestra el perfil térmico real en temperatura potencial. La gráfica de la derecha muestra el correspondiente perfil térmico estable o estabilizado obtenido tras la aplicación de los desplazamientos de Thorpe.

Como se acaba de mencionar, la posición a la que llega la altura z de los distintos niveles del perfil térmico correspondiente al ascenso se obtiene aplicando el

desplazamiento de Thorpe de modo que en función de su signo se suma o se resta a la altura z . Por otra parte, la temperatura que se muestra en el perfil térmico estabilizado es la misma que la que había en cada nivel del perfil térmico real del ascenso siendo la diferencia que ahora se encuentra en otra altura diferente (figura VIII.32).

El presente trabajo utiliza los desplazamientos de Thorpe porque permiten determinar cuál sería la posición final hacia la que debería evolucionar el estrato atmosférico inicialmente seleccionado en el ascenso del sondeo y que presenta las inestabilidades o inversiones buscadas. El motivo es que los desplazamientos de Thorpe proporcionan un procedimiento de reordenación de un perfil térmico con inestabilidades de modo que el perfil resultante es estable o tiende hacia la estabilidad como sucedía en los experimentos de mezcla turbulenta (capítulo IV).

El estado final asociado a un estrato atmosférico inicialmente seleccionado ha de encontrarse en el descenso del sondeo termodinámico porque éstos son los únicos datos de que se dispone.

Este procedimiento plantea una serie de inconvenientes. El primer problema es la determinación de la temperatura correspondiente a los puntos o alturas que constituyen el estado final de los estratos atmosféricos inicialmente seleccionados porque los desplazamientos de Thorpe no proporcionan la temperatura final sino que sólo indican a dónde se van los distintos puntos que constituyen el estrato inicial. La temperatura correspondiente al estado final se obtiene mediante el siguiente procedimiento. El método consiste en seleccionar la temperatura correspondiente a las alturas obtenidas tras aplicar los desplazamientos de Thorpe al estrato seleccionado en el descenso del sondeo. Sin embargo, la altura así obtenida es probable que no se encuentre en la rama descendente del sondeo y, por tanto, no se tenga medida de la temperatura correspondiente. Por ello, a esta temperatura final se le asigna un valor promedio entre la temperatura de la altura anterior y la de la altura posterior existentes en el sondeo de descenso.

Otro problema adicional es que se ha observado que los niveles o alturas del sondeo del descenso están más calientes (o más fríos) que los del ascenso porque ha tenido lugar un calentamiento (o enfriamiento) durante el tiempo que tardaban en realizarse los sondeos completos. Este fenómeno se observa mediante la simple inspección de los sondeos termodinámicos y se verifica mediante los datos de temperatura máxima y temperatura mínima correspondientes a los días en los que se

han realizado los sondeos. Estos últimos datos han sido suministrados por Dña. Emilia Bonet.

Un último problema está en relación con el procedimiento de obtención de la rama descendente del sondeo termodinámico. Al bajar el globo cautivo se registra el descenso del sondeo, pero no se puede saber si en ese momento la evolución del estrato atmosférico inicialmente seleccionado se ha completado o no, es decir, si se ha alcanzado o no el estado final que debería alcanzarse según el modelo propuesto en la figura VIII.22(b). Por tanto, no se puede decidir si la rama descendente del sondeo proporciona o no este estado final para el estrato atmosférico seleccionado en el ascenso. El motivo es que sería necesario conocer la velocidad con la que desciende las partículas atmosféricas constituyentes del estrato inicial. Esta velocidad de descenso no se ha registrado mediante el sondeo termodinámico ni se puede deducir a partir de cálculos de tiempo. La posición final de cada uno de los niveles que constituyen el estado final de macroestrato atmosférico se obtiene aplicando los desplazamientos de Thorpe a las alturas de dicho macroestrato.

Por otra parte, recordemos que el tiempo transcurrido entre el estado inicial y el final del sistema fluido experimental es un dato de fácil medida. Además, transcurrido este tiempo necesario para la evolución del sistema experimental éste alcanza un estado final cuya distribución de densidad viene dada por la figura VIII.22(a) (línea negra). Sin embargo, el intervalo temporal equivalente en el caso atmosférico, es decir, en el caso de la evolución de los estratos atmosféricos desde estado inicial al final no está disponible. Como mucho, lo único que se tiene es la diferencia temporal existente entre los sondeos del ascenso y los del descenso registrados en las correspondientes campañas. El tiempo transcurrido entre el ascenso y el descenso pertenecientes a un sondeo real oscila entre algunos segundos y aproximadamente 20 minutos. No tenemos la garantía de que transcurridos los intervalos temporales reales, el estado final de los estratos atmosféricos inicialmente seleccionados se corresponda en realidad con la evolución descrita en las figuras VIII.19(b) a VIII.22(b) equivalente al proceso del laboratorio.

Por tanto, sólo tenemos capacidad para determinar el estado inicial del estrato atmosférico seleccionado, pero no podemos saber si el estrato que encontramos en el descenso corresponde al estado final asociado porque no conocemos si el tiempo requerido, que denominamos tiempo teórico $t_{\text{Teórico}}$, para llegar a dicho estado ha transcurrido en el momento en que el globo cautivo registra el sondeo de descenso.

Si el tiempo que ha pasado es menor que el requerido teóricamente, entonces no encontraremos el estado final sino un estado intermedio (figura VIII.21(b)). Sólo si la diferencia temporal entre el ascenso y el descenso del sondeo es igual al tiempo teórico encontraremos el estado final verdadero.

Por tanto, para que dichos desplazamientos pudieran ser identificados correctamente en los sondeos de descenso, los tiempos reales deberían coincidir con el tiempo transcurrido para la reordenación o tiempo teórico. Sólo si dispusiéramos de medidas de la velocidad vertical podríamos determinar los tiempos teóricos y compararlos con el tiempo transcurrido entre el ascenso y el descenso.

Al no saber si el tiempo transcurrido entre el ascenso y el descenso del sondeo, o tiempo real t_{Real} , es suficiente para que el estrato atmosférico inicialmente seleccionado se reestructure se ha presupuesto que sí como hipótesis, pero considerando que no tenemos la seguridad suficiente y que, por ello, las temperaturas que asignamos a las alturas del estado final pueden no ser las correctas.

Recordemos que los estratos atmosféricos inicialmente seleccionados a partir de un sondeo termodinámico son de dos tipos: los microestratos, que suelen ser estratos situados en altura o *flotantes* y los macroestratos que suelen iniciarse en el nivel de la superficie terrestre, es decir, están pegados al suelo. Este problema que acabamos de describir es especialmente importante en el caso de los microestratos flotantes porque nunca podremos saber dónde se ha situado realmente el primer substrato (el más inferior) en el descenso aunque se sepa teóricamente cuál debería ser su posición final. Los microestratos atmosféricos, que deben evolucionar según las figuras VIII.19(b) a VIII.22(b), no han podido ser utilizados por no tener una herramienta que determine en qué posición se encontrarán en cada instante.

Por otra parte, los macroestratos que comienzan en la superficie terrestre se caracterizan porque sus descensos pueden ser aceptablemente identificados debido a que el suelo es una frontera inferior infranqueable, es decir, se sabe dónde estaban al inicio y al final. Por tanto, el estado inicial de los macroestratos si se reestructuran por efecto gravitatorio lo hacen sin moverse de su sitio porque el suelo es una barrera impenetrable y, por tanto, el problema anteriormente planteado no existe porque se sabe cuál es la posición final del primer substrato con toda seguridad. En el caso de los macroestratos persiste aún la duda de si el tiempo pasado conducirá a la reordenación del estado inicial según los desplazamientos de Thorpe que genere un estado final (figura VIII.22(b)) o nos vamos a encontrar con estados intermedios

(figuras VIII.21(b)) si los estratos no han finalizado completamente los desplazamientos que les llevan a alcanzar la estabilidad. Por ello, tampoco en este caso sé si el tiempo real t_{Real} es igual o mayor o menor que el tiempo teórico $t_{Teórico}$ ligado a los desplazamientos de Thorpe. Si se verifica que $t_{Real} = t_{Descenso} - t_{Ascenso} \geq t_{Teórico}$ entonces sé seguro que se ha obtenido un estado final. Entonces se procede buscando en el descenso del sondeo la recolocación según los desplazamientos de Thorpe de los macroestratos atmosféricos seleccionados inicialmente; si encuentro una situación completamente estable, entonces tengo un estado final para la evolución del macroestrato, y si no encuentro ese tipo de reestructuración, tengo un estado intermedio lo que significa que cuando el globo cautivo desciende aún no se ha llegado al final de la evolución.

Por todo ello, queda descartado el estudio de la evolución de los microestratos y a partir de este momento sólo se analizarán los macroestratos. El apartado VIII.5.1 mostrará las evoluciones de los macroestratos atmosféricos definitivamente seleccionados, tanto los que han alcanzado el estado final como otros que llegan a estados intermedios.

VIII.5 EL PROCESO ATMOSFÉRICO

La obtención del estado final, caracterizado por la estabilidad estática, a través de los desplazamientos de Thorpe implica un intervalo temporal entre el estado inicial y el final del que no tenemos ninguna referencia porque la tecnología usada no proporciona información sobre la velocidad vertical. Por ello, la evolución temporal real de los estratos atmosféricos seleccionados puede conducir a un estado final previsto por los desplazamientos de Thorpe, o bien, puede conducir a un estado intermedio de la evolución. Sin embargo, si los estratos atmosféricos seleccionados parten del nivel del suelo es posible analizar su evolución tanto si se ha alcanzado el estado final como si se encuentran en un estado intermedio. El motivo es que al ser el proceso físico de tipo convectivo descendente la superficie terrestre constituye una frontera infranqueable que obliga a mantener la estructura a partir de él y hacia arriba.

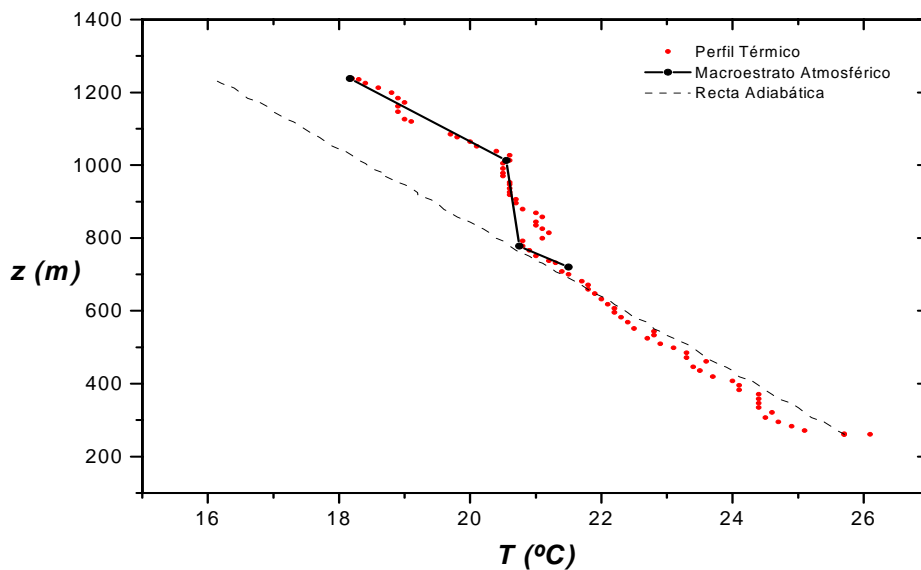


Figura VIII.33. Macroestrato atmosférico que presenta la distribución térmica propia de una *inestabilidad aislada* y que se sitúa en altura por lo que es calificado como de *macroestrato flotante*.

Como se ha descrito en el apartado VIII.4.3, el estudio de la evolución de los macroestratos atmosféricos que se plantea no se realiza con estratos situados a cierta altura dentro del perfil térmico, que, por ello, se denominan como *macroestratos flotantes* como muestra la figura VIII.33. Al contrario, el análisis de dicha evolución

se realiza a partir de estratos cuyo origen se sitúa en la superficie terrestre como el de la figura VIII.34. Se elige esta opción porque bajo estas circunstancias el descenso del macroestrato tiene un barrera y no es necesario conocer la velocidad de descenso de los substratos. En este caso, se sabe de antemano dónde estarán los macroestratos atmosféricos seleccionados inicialmente después de la evolución y no necesito aplicar los desplazamientos de Thorpe para hallar su posición final.

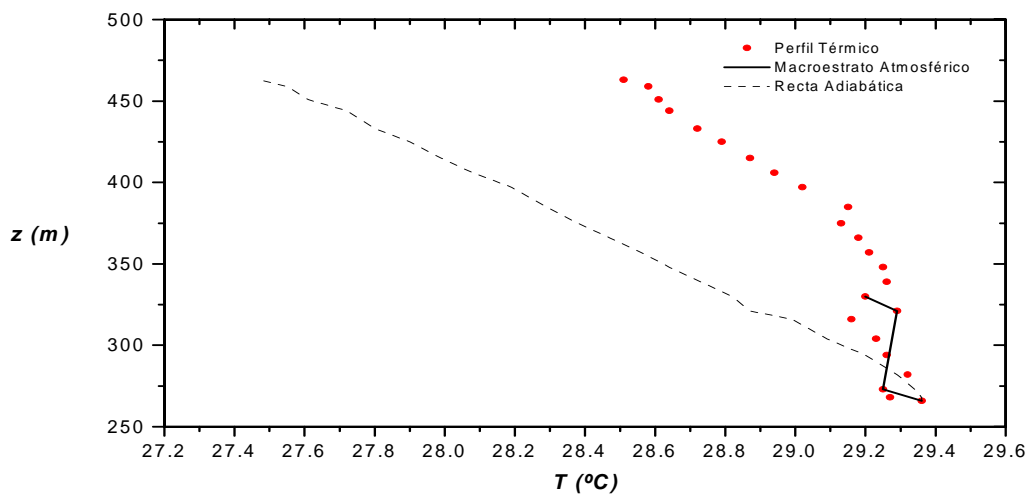


Figura VIII.34. Macroestrato atmosférico con la distribución térmica propia de una *inestabilidad aislada* y cuyo origen se sitúa en la superficie terrestre.

VIII.5.1 LA EVOLUCIÓN DE LOS MACROESTRATOS ATMOSFÉRICOS

Los estratos atmosféricos finalmente seleccionados son aquellos estratos que resultan de aplicar el criterio de selección descrito en el apartado VIII.4.1 y que solventan los problemas descritos en los apartados VIII.4.2 y VIII.4.3. A partir del notable número de estratos analizados, al final sólo se han considerado como válidos un escaso número de ellos debido a la gran cantidad de fenómenos que están coexistiendo (enfriamientos, calentamientos, cizallas, posible advección de masas de aire, aportes energéticos de cambio de estado procedentes del embalse cercano a la zona de medida, etc.). De hecho, este apartado presenta la situación inicial y la final de los 4 macroestratos atmosféricos aceptados observados en los sondeos a partir del ascenso y del descenso. La situación inicial se corresponde con el estado inicial de la figura VIII.19(b). La situación final puede corresponderse con un estado final (figura VIII.22(b)) o con un estado intermedio (figura VIII.21(b)). Como se ha mencionado anteriormente, estos estratos se corresponden con macroestratos atmosféricos que se inician a partir de la superficie terrestre.

El primer macroestrato atmosférico pertenece al sondeo H0960894 realizado a las 9 horas solares. La figura VIII.35 muestra la situación inicial del macroestrato que coincide con lo que hemos denominado estado inicial mediante su perfil térmico vertical. La figura VIII.36 muestra el perfil vertical en temperatura potencial asociado a esta situación inicial. La figura VIII.37 representa el perfil térmico asociado a la situación final que se corresponde con un estado intermedio de evolución del sistema porque la reestructuración del macroestrato no ha terminado. Este sondeo ha sido realizado a partir de una hora en que empieza a existir un calentamiento atmosférico importante por lo que es posible que exista convección térmica ascensional superpuesta al efecto gravitatorio de la inestabilidad de la estratificación. Esta situación ha sido observada en otros casos no seleccionados a causa de que el efecto ascensional ha enmascarado en exceso la evolución gravitatoria de la inestabilidad de estratificación. Por ejemplo, si las parcelas de aire ascendiesen por efecto de la temperatura, entonces en la zona inferior del estrato aparecería un vacío que por efecto de la presión se impediría; esta evolución habría enmascarado el efecto buscado incluso hasta hacerlo desaparecer.

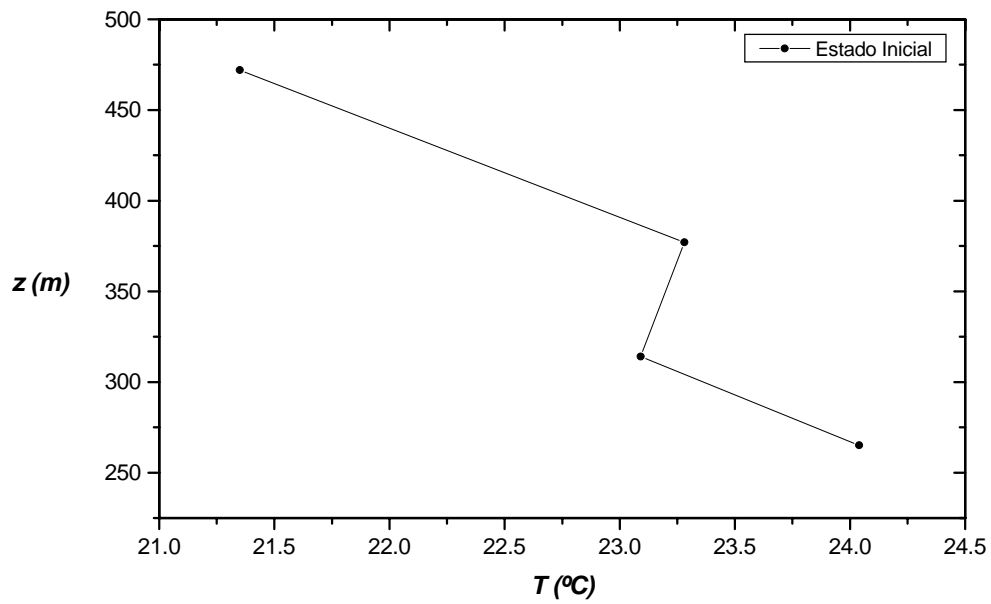


Figura VIII.35. Estado inicial de un macroestrato atmosférico representado por su perfil térmico vertical y que se corresponde con la figura VIII.19(b).

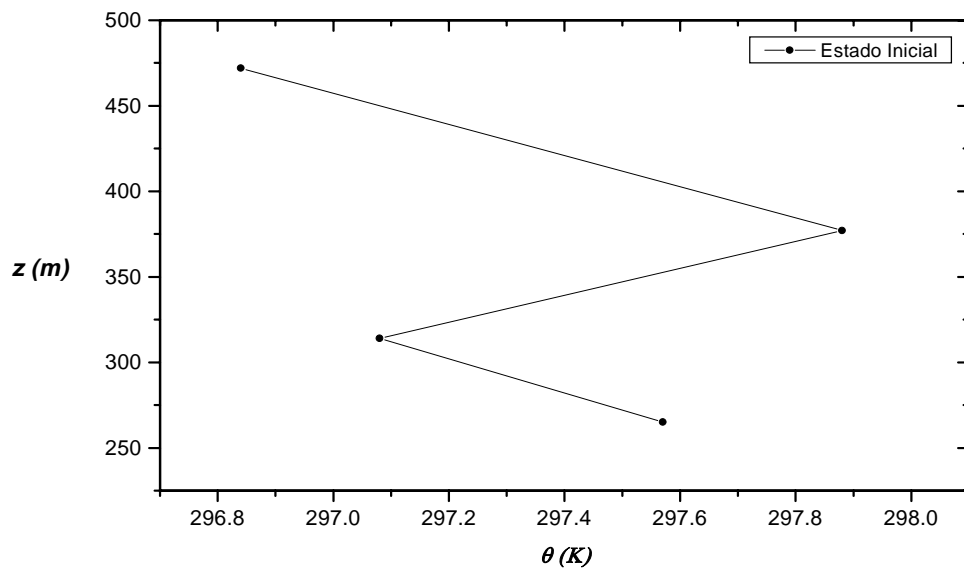


Figura VIII.36. Estado inicial de un macroestrato atmosférico de la figura VIII.35 representado por su perfil vertical de temperatura potencial lo que permite apreciar con más claridad la distribución inestable-estable-inestable.

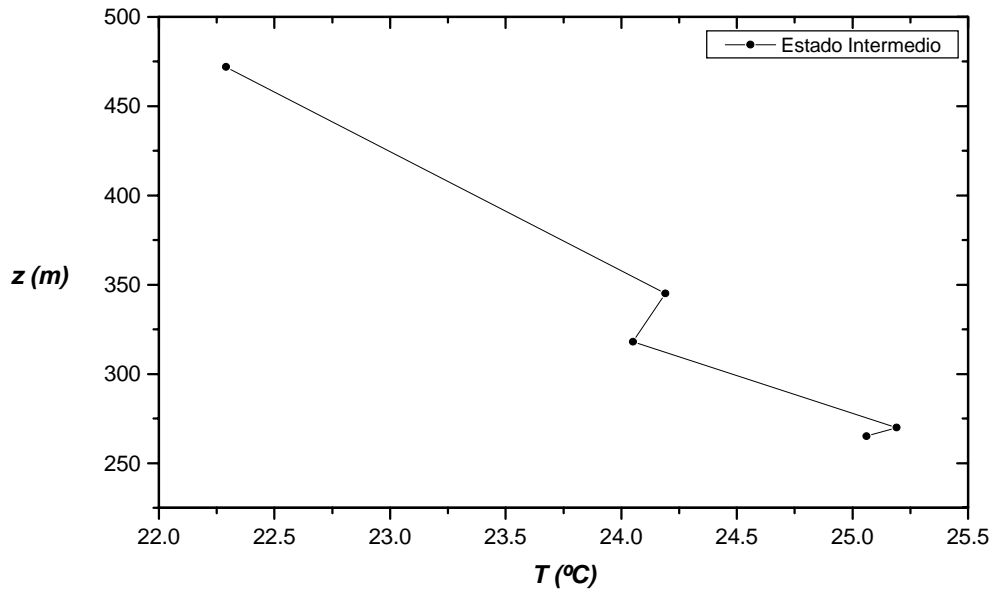


Figura VIII.37. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.35 representada por su perfil térmico vertical. Se corresponde con un estado intermedio según la figura VIII.21(b).

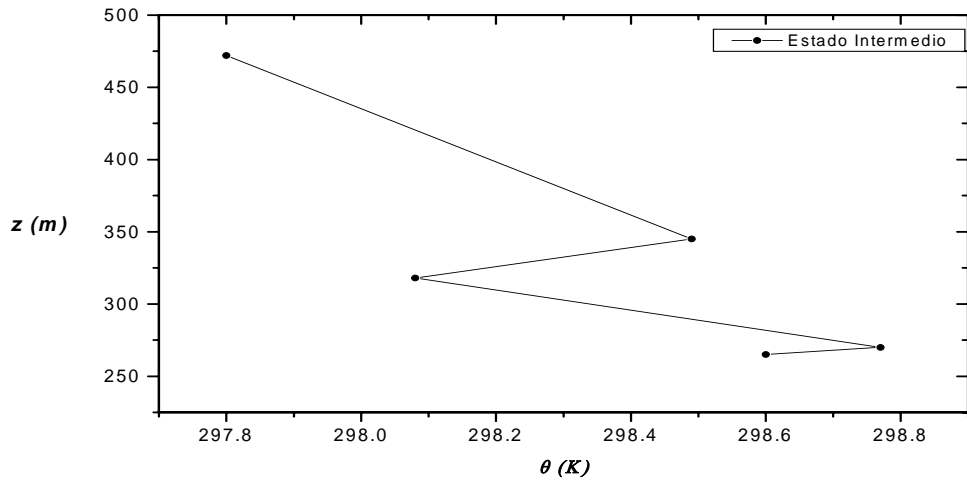


Figura VIII.38. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.35 representada por su perfil vertical en temperatura potencial para observar mejor la estructura térmica del estado intermedio al que se corresponde.

El segundo macroestrato atmosférico pertenece al sondeo H1860794 realizado a las 18 horas solares. La figura VIII.39 muestra el estado inicial del macroestrato mediante su perfil vertical térmico mientras que la figura VIII.41

representa la correspondiente situación final que puede ser comparable a una situación intermedia de la evolución del sistema de laboratorio. Este sondeo se ha registrado cuando ha cesado el calentamiento atmosférico y, de hecho, empieza a predominar el enfriamiento por lo que no es muy probable que exista convección térmica ascensional.

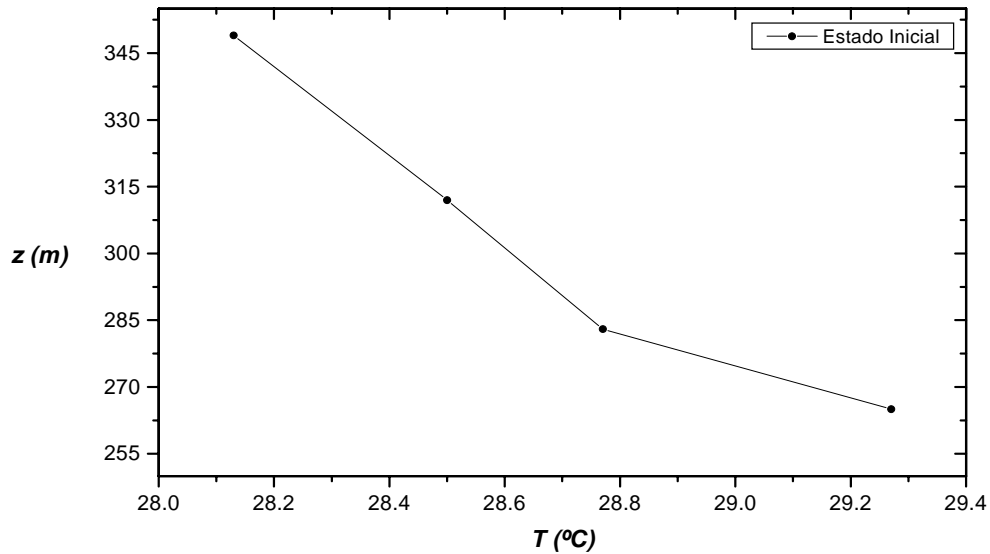


Figura VIII.39. Estado inicial de un macroestrato atmosférico representado por su perfil térmico vertical y que presenta la estructura de la figura VIII.19(b).

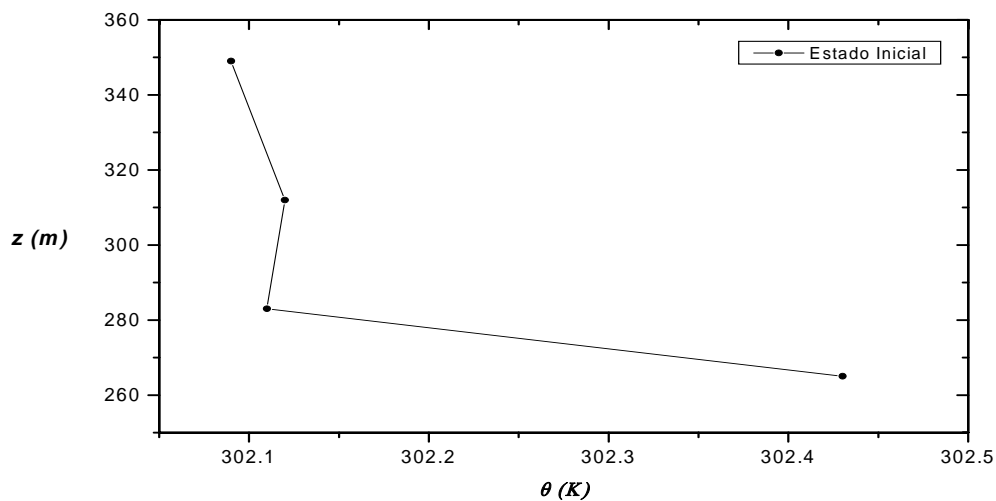


Figura VIII.40. Estado inicial del macroestrato atmosférico de la figura VIII.39 representado por su perfil vertical de temperatura potencial. De esta forma, se aprecia con más claridad la distribución inestable-estable-inestable.

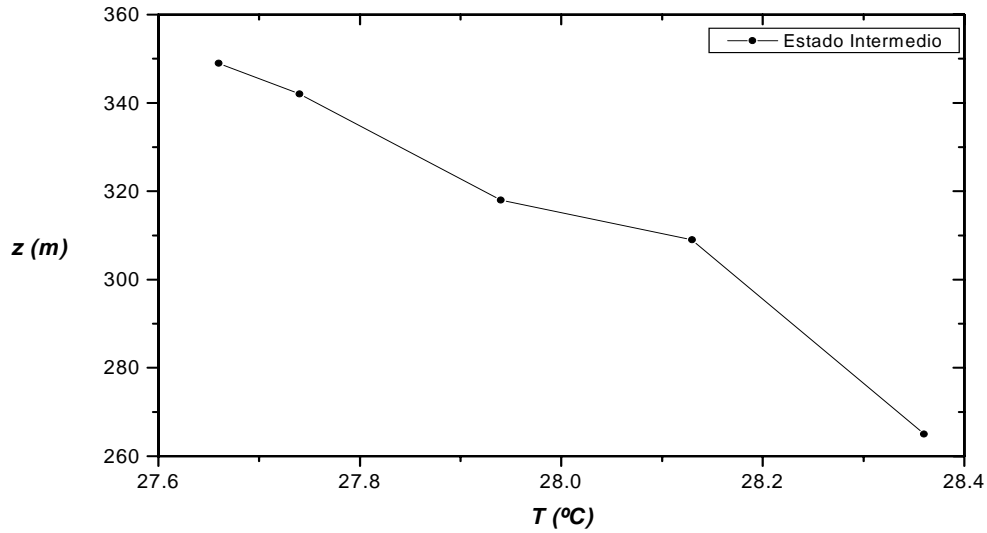


Figura VIII.41. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.39 representada por su perfil térmico vertical. Se corresponde con un estado intermedio según la figura VIII.21(b).

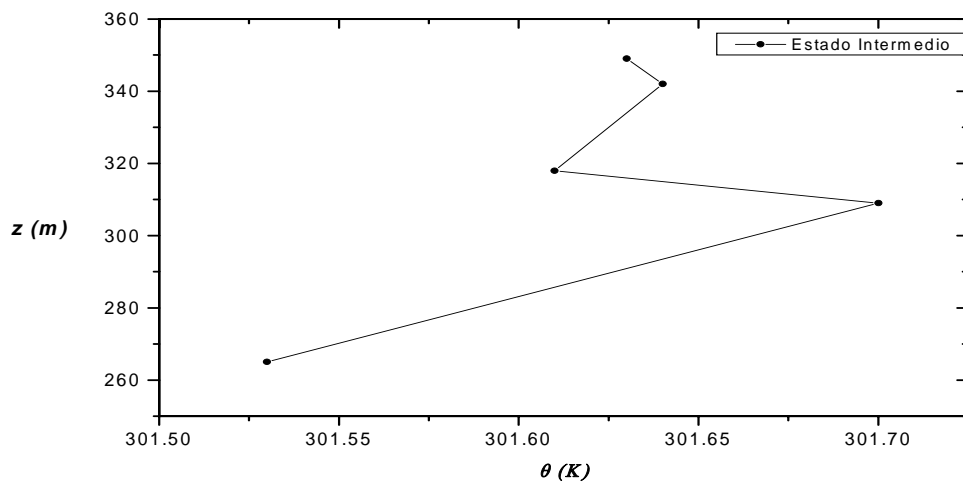


Figura VIII.42. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.39 representada por su perfil vertical en temperatura potencial para observar mejor la estructura térmica del estado intermedio al que se corresponde.

Este fenómeno de enfriamiento se ve corroborado por los datos de temperaturas máxima y mínima de ese día, además de por las efemérides astronómicas, observándose que a la hora de realización del sondeo la temperatura ya ha comenzado a disminuir por ausencia de calentamiento solar. Por estos motivos, es

aceptable creer que la evolución del estado inicial del macroestrato seleccionado se realice, comparativamente a un descenso por efecto gravitatorio en el laboratorio, a través de un descenso del sustrato de la cima más fría hacia el suelo con la consiguiente aparición de mezcla turbulenta.

El tercer macroestrato atmosférico pertenece al sondeo H1960894 realizado a las 19 horas solares (21 horas civiles). La figura VIII.43 muestra el estado inicial del macroestrato mientras que la figura VIII.45 representa el correspondiente estado final. De nuevo, durante el registro de este sondeo no existe calentamiento atmosférico y el enfriamiento empieza a ser predominante. Por ello, no es muy probable que exista convección térmica ascensional.

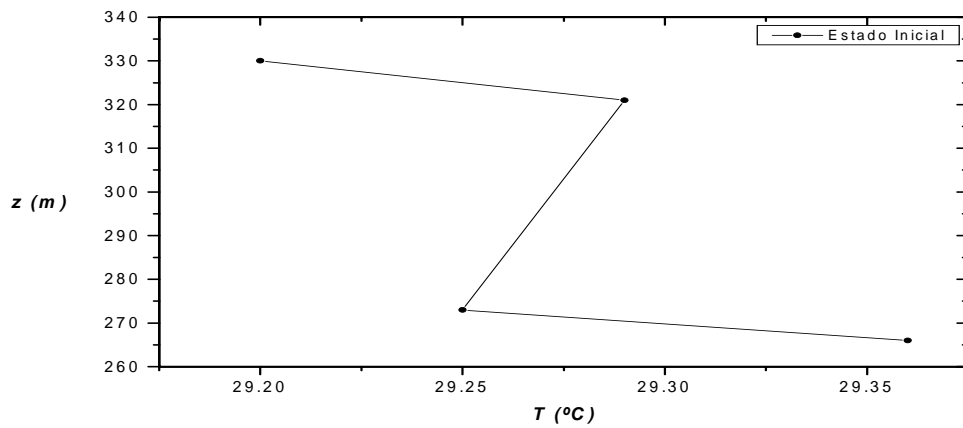


Figura VIII.43. Estado inicial de un macroestrato atmosférico representado por su perfil térmico vertical que muestra claramente la estructura de la figura VIII.19(b).

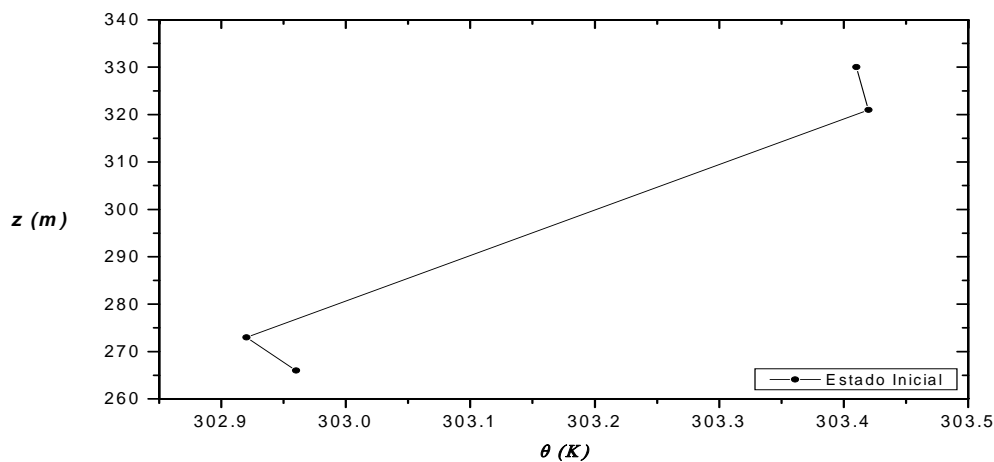


Figura VIII.44. Estado inicial del macroestrato atmosférico de la figura VIII.43 representado por su perfil vertical de temperatura potencial.

El enfriamiento está verificado por los datos de temperaturas máxima y mínima de ese día, observándose que la temperatura está disminuyendo a la hora de realización del sondeo. Por estos motivos, es aceptable considerar que la evolución del estado inicial del macroestrato seleccionado se realice según un proceso de convección gravitatoria de laboratorio al igual que en el caso anterior.

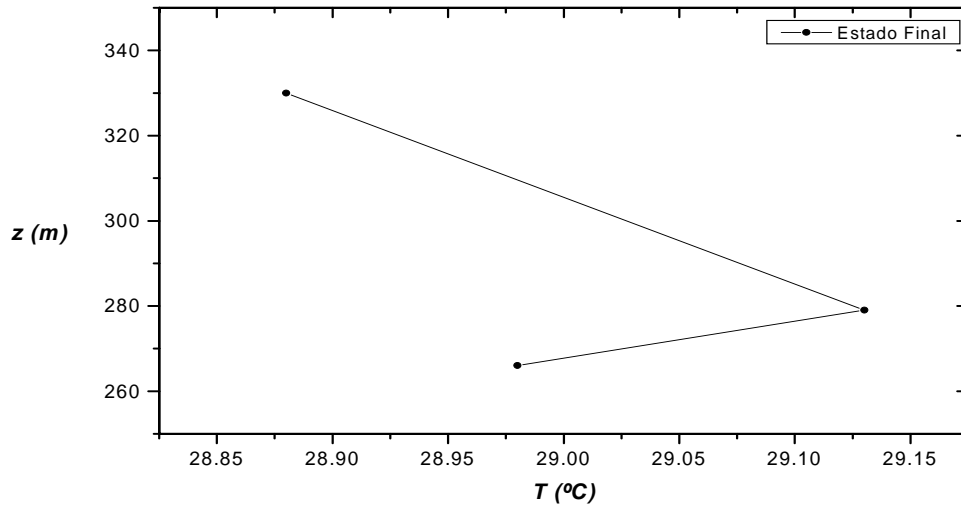


Figura VIII.45. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.43 representada por su perfil térmico vertical. Se corresponde con un estado final según la figura VIII.22(b).

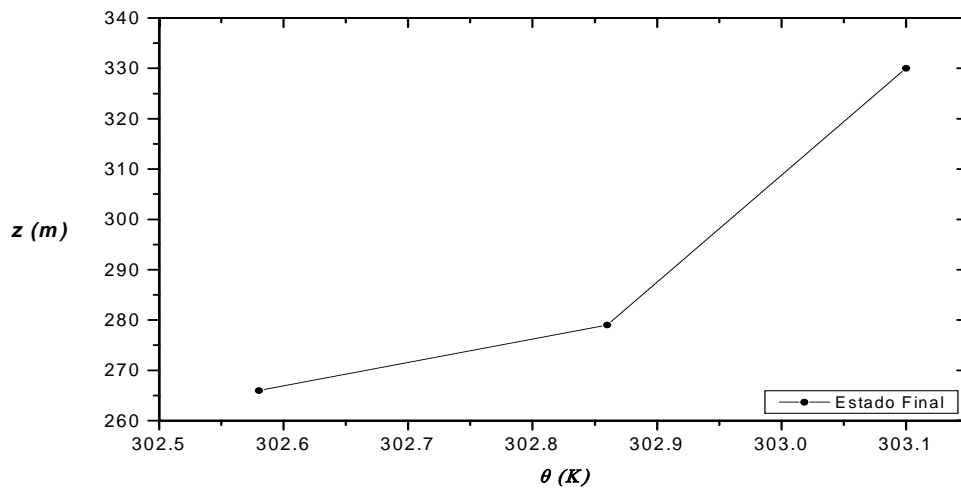


Figura VIII.46. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.43 representada por su perfil vertical en temperatura potencial para observar mejor la estructura térmica del estado final al que se corresponde.

El cuarto macroestrato atmosférico pertenece al sondeo H1860894 realizado a las 18 horas solares. La figura VIII.47 muestra el estado inicial del macroestrato mientras que la figura VIII.49 representa el correspondiente estado final. De nuevo, durante el registro de este sondeo no existe calentamiento atmosférico y el enfriamiento empieza a ser predominante. Por ello, de nuevo, no es muy probable que exista convección térmica ascensional. El enfriamiento está verificado por los datos de temperaturas máxima y mínima de ese día, observándose que la temperatura está disminuyendo a la hora de realización del sondeo. Por estos motivos, es aceptable considerar que la evolución del estado inicial del macroestrato seleccionado se realice igual que en el caso tercero según un proceso de convección gravitatoria semejante al del laboratorio.

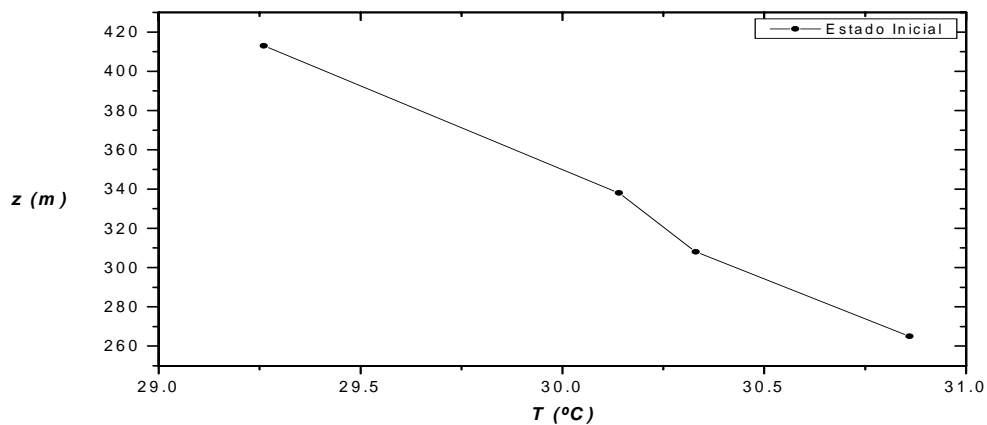


Figura VIII.47. Estado inicial de un macroestrato atmosférico representado por su perfil térmico vertical que muestra claramente la estructura de la figura VIII.19(b).

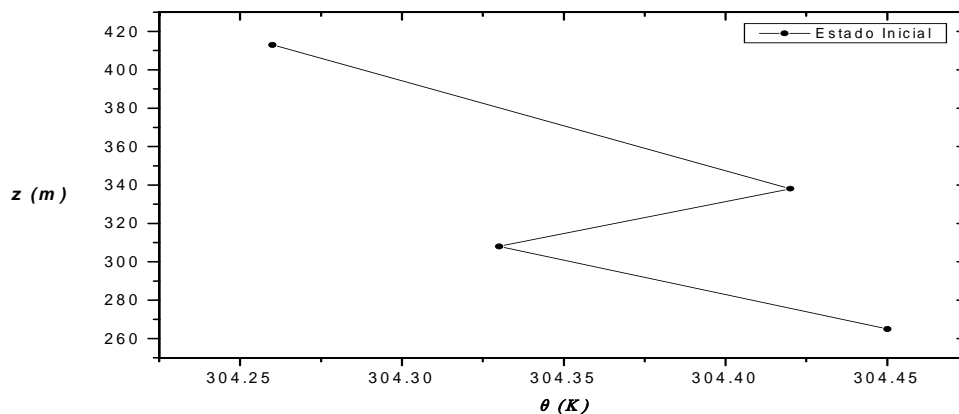


Figura VIII.48. Estado inicial del macroestrato atmosférico de la figura VIII.47 representado por su perfil vertical de temperatura potencial.

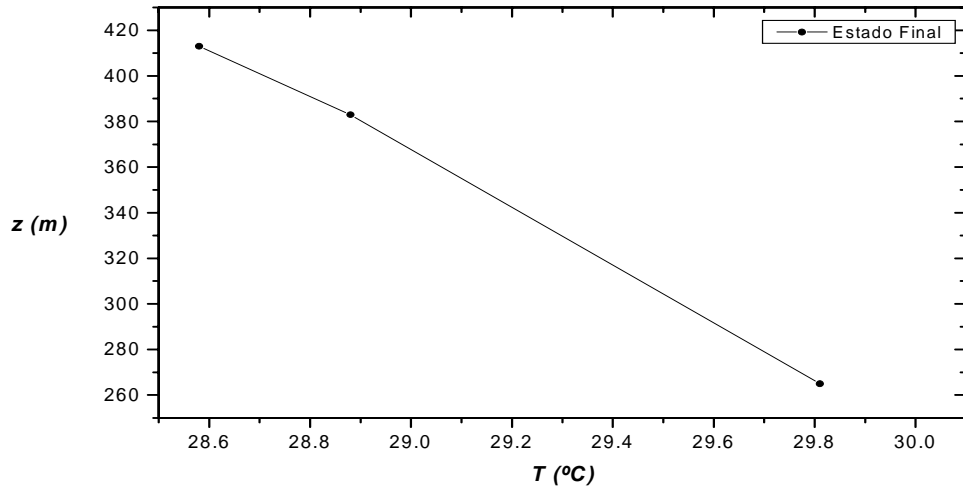


Figura VIII.49. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.47 representada por su perfil térmico vertical. Se corresponde con un estado final según la figura VIII.22(b).

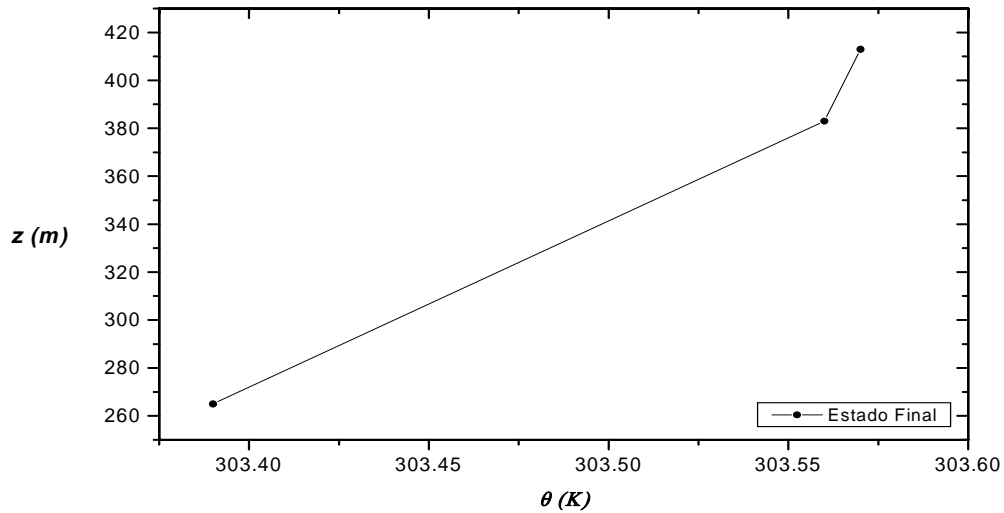


Figura VIII.50. Situación final del macroestrato atmosférico de la figura VIII.47 representada por su perfil vertical en temperatura potencial para observar mejor la estructura térmica del estado final al que se corresponde.

Los macroestratos atmosféricos aceptados, porque corresponden a un estado inicial como el de la figura VIII.19(b) equivalente al del sistema fluido experimental (figura VIII.19(a)), han sido finalmente 4. Las evoluciones correspondientes nos han llevado hasta 2 situaciones finales del tipo mostrado en la figura VIII.22(b) que son

los representados en las figuras VIII.45 y VIII.49, y otras dos situaciones intermedias como las de las figuras VIII.37 y VIII.41 análogas a la representada en la figura VIII.20(b).

El apartado VIII.3.2 analiza la semejanza entre el modelo de laboratorio y el fenómeno atmosférico que se corresponde con los macroestratos atmosféricos finalmente aceptados en el presente apartado. La mencionada semejanza se establece por medio de la ecuación (8.26) que establece una relación entre la escala temporal atmosférica y la escala temporal experimental de forma que si se verifica entonces existirá semejanza.

Este procedimiento se ha escogido porque es fácil la determinación de las escalas de tamaño tanto en el modelo de laboratorio como en la atmósfera. La escala de longitud del modelo experimental es la distancia promedio que recorren los penachos turbulentos desde que emergen de la capa densa hasta que alcanza el fondo de la capa ligera, es decir,

$$\bar{L}_{Modelo} = H_o + h_G + h_L \quad (8.33)$$

cuyo valor promedio es de 0.16 metros.

Por otra parte, recordemos que el fenómeno atmosférico corresponde a los macroestratos que presentan una distribución térmica como la de la figura VIII.4. Estos macroestratos han sido seleccionados y analizados en los apartados VIII.4.1, VIII.4.2 y VIII.4.3. Se deduce que la escala de longitud de la situación atmosférica equivalente a la del modelo corresponde a la altura promedio de los dos primeros subestratos que constituyen el macroestrato. Es decir, la escala de tamaño atmosférico es el valor medio de la distancia recorrida por la *atmósfera* desde que emerge de la base del subestrato superior, atraviesa el intermedio y alcanza la superficie terrestre. El valor promedio de la escala de longitud atmosférica es de 87.5 metros según datos procedentes de los macroestratos finalmente elegidos:

$$\bar{L}_{Atmósfera} = 87.5 \text{ m} \quad (8.34)$$

A partir de las anteriores escalas de longitud se deduce que, en promedio, su relación es:

$$\frac{L_{Modelo}}{L_{Atmósfera}} = 0.002 \quad (8.35)$$

Los macroestratos atmosféricos finalmente aceptados han sido 4 cuyas características se han presentado en este apartado. Para cada uno de estos 4 casos

atmosféricos se calcula el valor del parámetro adimensional N según la expresión (8.23) obteniéndose que oscila entre 20 y 30. Entonces, el procedimiento planteado en el apartado VIII.3.2 se realiza para estos dos valores extremos. Se deduce que para $N=20$

$$T_{Atmósfera} = 101.5T_{Modelo} \quad (8.36)$$

Y para $N=30$ se obtiene que:

$$T_{Atmósfera} = 124.5T_{Modelo} \quad (8.37)$$

Promediando podemos establecer que las escalas temporales del modelo de laboratorio y de la situación atmosférica guardan la siguiente relación:

$$T_{Atmósfera} = 113T_{Modelo} \quad (8.38)$$

Respecto a la escala temporal del modelo de laboratorio resulta ser el tiempo medio que tardan los penachos turbulentos en llegar al fondo de la cubeta experimental. Analizando los experimentos de mezcla turbulenta se obtiene que los tiempos transcurridos desde que los penachos emergen de la base de la capa densa hasta que atraviesan todo el espesor de la capa ligera, oscilan entre 1 segundo y 5 segundos. Entonces, según la expresión (8.38), los tiempos atmosféricos correspondientes están comprendidos entre los 2 minutos y los 10 minutos. Esta conclusión concuerda aceptablemente bien con los tiempos medidos por medio de los sondeos termodinámicos que se corresponden con la diferencia temporal existente entre la rama ascendente y la descendente del sondeo cuyo valor máximo es del orden de 15 minutos y que representaría el tiempo requerido por el macroestrato para pasar de su estado inicial a la situación final. Por tanto, el mencionado desfase temporal es mayor que la escala temporal atmosférica deducida. El resultado es correcto porque sólo una fracción de la diferencia temporal existente entre el ascenso y el descenso se dedica al proceso atmosférico de *descenso* del substrato superior. Así pues, la escala temporal atmosférica es menor o aproximadamente del mismo orden que el desfase temporal entre el ascenso y el descenso de un sondeo por lo que puede concluirse que el modelo de laboratorio y el fenómeno atmosférico son comparables y dinámicamente semejantes.

Aceptando la anterior equivalencia dinámica se puede obtener una aproximación de la velocidad de descenso de los hipotéticos *penachos atmosféricos*. La utilización de una relación entre las escalas espaciales y entre las escalas

temporales conduce a una relación entre las escalas de velocidad que es de la forma siguiente:

$$\frac{v_{Modelo}}{v_{Atmósfera}} = 0.2 \quad (8.39)$$

donde la escala de velocidad del modelo de laboratorio v_{Modelo} se ha obtenido a partir de las digitalizaciones de los experimentos de mezcla turbulenta y ha sido analizada en el apartado VI.4.3.

Por tanto, se concluye que los hipotéticos penachos atmosféricos descenderían con una velocidad que es 5 veces mayor que la velocidad de descenso de los penachos turbulentos generados experimentalmente.

CAPÍTULO IX

RESUMEN Y CONCLUSIONES

IX.1 RESUMEN Y CONCLUSIONES GENERALES

El objetivo fundamental del presente trabajo es el estudio de la mezcla turbulenta producida por convección gravitatoria que se genera por un conjunto de penachos turbulentos axilsimétricos. Este estudio se ha realizado preferentemente en un sistema fluido experimental con una distribución de densidad que es inestable, pero no exclusivamente porque también se han tratado estratificaciones estables e indiferentes.

Este trabajo de investigación se ha enfocado en dos direcciones. En primer lugar, se ha realizado una detallada experimentación del fenómeno de mezcla turbulenta por convección gravitatoria mediante la utilización del modelo de laboratorio presentado en esta memoria. En segundo lugar, la búsqueda y análisis de estratos atmosféricos que sean semejantes desde el punto de vista de la estratificación. Esta última labor ha resultado ser ardua, manifestando las dificultades del estudio de un fenómeno natural.

Las conclusiones más importantes de esta memoria se exponen a continuación:

- 1) Se presenta un nuevo modelo de laboratorio que permite controlar experimentalmente y estudiar la mezcla turbulenta originada por convección gravitatoria. Además, permite la generación simultánea de una serie de penachos turbulentos axilsimétricos. Esta característica del procedimiento experimental es interesante porque posibilita el estudio independiente de estos fenómenos fluidos que pueden ser distribuidos con distintas estructuras. El estudio del comportamiento de penachos turbulentos es de gran importancia en diversos fenómenos como pueden ser los fuegos, el acondicionamiento de aire en edificios o las industrias con múltiples chimeneas.
- 2) Si la distribución inicial de densidad es inestable, el proceso de mezcla turbulenta que se genera en el sistema fluido experimental se califica como de parcial porque la mezcla entre la capa densa y la ligera no es completa. El motivo es la aparición de los penachos turbulentos que generan dentro de la capa ligera un volumen cónico en el que no es

posible la mezcla con la capa densa. Como consecuencia, siempre existirá una parte de la capa ligera que no participa en el proceso de mezcla.

- 3) El estado final al que llega el sistema fluido experimental con una distribución de densidad inestable, se caracteriza por presentar una capa mezclada estratificada establemente que está delimitada superiormente por una interfase estable de densidad. Por tanto, se concluye que el proceso de mezcla no conduce a una situación final indiferente, sino estable.
- 4) Si la distribución inicial de densidad es estable o neutra, el proceso de mezcla también es parcial pero, además, de la influencia de los escasos penachos turbulentos formados bajo estas condiciones, existe otro factor determinante: la flotabilidad negativa o nula, respectivamente, no favorece el desarrollo de los movimientos fluidos, luego la mezcla entre la capa densa y la ligera.
- 5) El estado final al que llega el sistema fluido experimental con una distribución de densidad estable se caracteriza por presentar una pequeña capa mezclada que se sitúa debajo del estrato de gel CMC y está delimitada inferiormente por una interfase estable de densidad. Si la distribución de densidad es neutra, el estado final presenta una capa mezclada modificable y no bien delimitada.
- 6) La altura de la capa mezclada h_M es el espesor de la capa mezclada y la posición de la interfase estable de densidad que delimita la capa mezclada, siendo una medida indirecta de la mezcla que ha tenido lugar. Se analiza el comportamiento de la altura de la capa mezclada en función del número de Atwood A , que representa la energía del sistema fluido debido a la diferencia de densidad que posee. Se concluye que h_M aumenta conforme lo hace el número de Atwood, es decir, la mezcla aumenta si la energía por flotabilidad crece. Se establece una relación empírica lineal entre ambas magnitudes que representa el comportamiento global descrito. Por otra parte, esta altura h_M es mayor en aquellos experimentos realizados con el gel menos viscoso.
- 7) Los procesos de mezcla bajo condiciones inestables producen las alturas mayores para la capa mezclada. Además, si la distribución de densidad es indiferente, la altura de la capa mezclada que es mayor que la que se

obtiene si la distribución inicial de densidad es estable, siendo ambas menores que la correspondiente al caso inestable. En general, los experimentos hechos con el gel menos viscoso presentan alturas de la capa mezclada que son mayores que las de los experimentos realizados con el gel más viscoso.

- 8) La eficiencia de mezcla η representa aquella fracción de la energía suministrada al sistema fluido que se emplea para producir mezcla en el mismo. En el caso inestable, se concluye que la eficiencia de mezcla aumenta conforme lo hace el número de Atwood A , es decir, al aumentar la energía por flotabilidad.
- 9) La eficiencia de mezcla ha sido calculada bajo dos hipótesis consistentes en considerar que la capa mezclada, primero, es homogénea (eficiencia homogénea) y, segundo, está estratificada (eficiencia estratificada), que es la situación real. De esta forma, se comprueba el efecto de la estratificación concluyéndose que la eficiencia es menor si la capa mezclada es estratificada.
- 10) Por otra parte, la eficiencia de mezcla depende de la viscosidad del gel CMC utilizado, concluyéndose que cuanto más viscoso es este gel tanto menor es la eficiencia.
- 11) Los valores de la eficiencia de mezcla obtenidos son pequeños si se comparan con los correspondientes a una inestabilidad de Rayleigh-Taylor, que también es una distribución inestable de densidad. Son dos las causas que están influyendo en este resultado. Por un lado, tenemos el efecto del estrato de gel CMC que disminuye la eficiencia en un% respecto de los experimentos realizados sin gel.
- 12) El efecto del estrato de gel CMC no es suficiente para explicar los valores pequeños de la eficiencia de mezcla. El factor que determina estos valores es la presencia del conjunto de penachos turbulentos que producen un volumen cónico no mezclado en el interior de la capa ligera. De esta forma, al existir un volumen menor para la mezcla, la eficiencia disminuye notablemente.
- 13) La eficiencia de mezcla correspondiente a procesos realizados con una distribución de densidad que es estable tiene un pequeño valor no nulo

consecuencia de la flotabilidad negativa existente que se opone a cualquier movimiento relativo entre los fluidos de diferente densidad, luego dificulta la mezcla entre ellos. Por tanto, se concluye que la eficiencia asociada al caso estable es mayor que la correspondiente al caso neutro pero menor que la de la situación inestable. La eficiencia de mezcla correspondiente al caso neutro es cero porque no existe mezcla entre los fluidos constituyentes del sistema experimental al tener la misma densidad.

- 14) El análisis de la evolución temporal de los perfiles de densidad corrobora la tendencia hacia la estabilidad durante la evolución del sistema fluido experimental con una distribución inestable de densidad. Según transcurre el proceso de mezcla, los perfiles de densidad modifican su pendiente que pasa de ser positiva a negativa, es decir, evolucionan desde un perfil inestable hasta otro estable final. La evolución temporal de los perfiles de densidad se representa mediante el comportamiento de los ajustes lineales realizados a los mismos y de sus respectivas pendientes.
- 15) La evolución temporal de la altura de la capa mezclada h_M tiene como objetivo analizar el crecimiento de esta altura a lo largo de la etapa final del proceso de mezcla turbulenta. A partir de este análisis se concluye que al iniciarse la formación de la capa mezclada su espesor sufre numerosas fluctuaciones causadas por la interacción de los penachos turbulentos, de la corriente de gravedad y los contornos físicos de la cubeta experimental. Adicionalmente, como consecuencia del crecimiento de una estratificación estable en el seno del sistema fluido aparecen ondas internas que, probablemente, sufren procesos de ruptura lo que provoca más variaciones en la altura de la capa mezclada h_M . Según transcurre el tiempo, la altura h_M oscila hasta alcanzar un valor aproximadamente constante.
- 16) La altura de la capa mezclada h_M se caracteriza por presentar las mayores fluctuaciones durante el primer tercio del proceso de mezcla tanto para el gel más viscoso como para el de menor viscosidad y para todo valor del número de Atwood. A partir de este momento se alcanza el valor límite y aparecen exclusivamente pequeñas variaciones del mismo. Este comportamiento es más nítido para los experimentos realizados con el gel

menos viscoso. Por otra parte, conforme aumenta el número de Atwood A el tiempo requerido para que la altura h_M se aproxime a su valor límite disminuye.

- 17) El estudio de la evolución temporal del frente convectivo asociado a los penachos turbulentos tiene dos objetivos fundamentales. Por una parte, se analiza el desarrollo del frente convectivo de los penachos turbulentos a lo largo del tiempo a la vez que se estudia su velocidad de descenso. Por otra parte, se compara el crecimiento de los frentes convectivos asociados a los penachos y la evolución temporal del frente de una inestabilidad Rayleigh-Taylor pura. Se concluye que conforme aumenta el número de Atwood A la evolución temporal del frente convectivo es más vertical, es decir, el frente convectivo alcanza una mayor profundidad o recorre una mayor distancia en menor tiempo. A partir de los ajustes lineales realizados a estas evoluciones se deduce que al aumentar el número de Atwood, la pendiente del ajuste crece y éste es más vertical. Por otra parte, se concluye que los valores de la pendiente son mayores para los experimentos realizados con el gel menos viscoso y aumenta más rápidamente con el número de Atwood para el gel menos viscoso. Por tanto, si el número de Atwood aumenta el frente convectivo tarda menos tiempo en alcanzar profundidades mayores.
- 18) El segundo objetivo del análisis de la evolución temporal del frente convectivo asociado a los penachos turbulentos es verificar el grado de crecimiento cuadrático presente en los frentes convectivos por lo que se representa el desplazamiento vertical del penacho en función del cuadrado del tiempo. Dados los valores importantes del coeficiente de correlación de los ajustes lineales realizados se concluye que dichos ajustes representan adecuadamente el crecimiento de los frentes convectivos en función del tiempo al cuadrado. Por tanto, la evolución temporal del frente convectivo tiene una componente cuadrática elevada, es decir, presenta un comportamiento matemáticamente semejante al crecimiento del frente de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor.
- 19) Los penachos turbulentos individuales también se caracterizan por su velocidad de descenso V_D a través de la capa ligera hasta alcanzar el fondo de la cubeta experimental. Se concluye que esta velocidad

promedio de descenso aumenta con el número de Atwood A para ambos geles.

- 20) Si la distribución inicial de densidad es estable, la evolución temporal del frente convectivo de los escasos penachos que podrían formarse se caracteriza por presentar un tramo inicial en el que el desplazamiento de dicho frente aumenta con el tiempo manteniendo una componente cuadrática aceptable. Después de este tramo inicial, se observa que la evolución temporal *se achata* y se mantiene prácticamente horizontal lo que significa que el crecimiento del penacho turbulento ha cesado por el efecto de la flotabilidad negativa.
- 21) Si la distribución inicial de densidad es indiferente, la evolución temporal del frente convectivo de los penachos turbulentos que se generan en mayor número y el comportamiento de su frente convectivo es más parecido al que tenía lugar en el caso inestable.
- 22) Se concluye que conforme disminuye el número de Atwood, la evolución temporal del frente convectivo de los penachos se vuelve menos vertical y comienza a tener una rama horizontal. Esto significa que el frente convectivo tarda cada vez más tiempo en alcanzar una determinada profundidad. Además, cuando las condiciones se vuelven estables el frente del penacho deja de desarrollarse e invierte el sentido de su crecimiento.
- 23) En general, parece ser que sea cual sea la distribución inicial de densidad siempre existe una componente cuadrática en el crecimiento del frente convectivo de los penachos turbulentos.
- 24) La velocidad de descenso de los penachos turbulentos generados bajo condiciones inestables es mayor que la correspondiente a casos estables y neutros. Además, los penachos generados bajo condiciones estables tienen menor velocidad que los obtenidos en el caso neutro. Por tanto, la velocidad promedio de descenso de los penachos turbulentos es menor según disminuye el número de Atwood.
- 25) Se han analizado un total de 100 sondeos atmosféricos habiéndose identificado inicialmente un total de 136 estratos atmosféricos correspondientes a la rama ascendente del sondeo y que presentan un

estado semejante al estado inicial del sistema fluido experimental, o modelo de laboratorio, desde el punto de vista de la estratificación.

- 26) Los estratos atmosféricos inicialmente seleccionados se clasifican en función de su espesor en microestratos (124) y macroestratos (12). Estos últimos ocupan parte del sondeo termodinámico. Además, los estratos pueden ser *flotantes* si se sitúan en altura o *superficiales* si su origen está en la superficie terrestre.
- 27) Se establece una analogía entre el desarrollo del sistema fluido experimental y la evolución de los estratos atmosféricos seleccionados inicialmente que determina el estado final a alcanzar así como la reestructuración de los substratos. Como consecuencia de esta analogía, se reduce notablemente el número de estratos atmosféricos que se aceptan como válidos resultando ser de 13 microestratos y 4 macroestratos.
- 28) La aplicación de los desplazamientos de Thorpe facilita la determinación de la posición final de los estratos atmosféricos elegidos después de su evolución. Como resultado quedan descartados los microestratos porque no es posible determinar la situación final que alcanzan los puntos que componen el microestrato al desconocer la velocidad vertical. Finalmente, se aceptan exclusivamente los macroestratos *superficiales* cuyo origen está en la superficie terrestre y que son cuatro.

BIBLIOGRAFÍA

American Society for Testing and Materials, ASTM Standards, 1989. *Standard Test Methods for Sodium Carboxymethylcellulose*. Designation D1439.

Arnett, D., 2000. The role of mixing in astrophysics. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 127, pp. 213-217.

Artiñano, B., 1988. *Caracterización turbulenta de la capa superficial atmosférica en un terreno no homogéneo*. Facultad de Ciencias Físicas. Universidad Complutense de Madrid.

Batchelor, G. K., 1960. *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press. London.

Bellman, R. and Pennington, R. H., 1954. Effects of surface tension and viscosity on Taylor instability. *Quart. J. Appl. Math*, 12, pp. 151-162.

Bernhardt, P. A., 1982. Plasma, fluid instabilities in ionospheric holes. *J. of Geophysical Research*, 87, A9, pp. 7539-7549.

Bizon, C., Werne, A. J., Predtechensky, A., Julien, K., McCormick, W. D., Swift, J. B. and Swinney, H. L., 1997. Plume dynamics in quasi-2D turbulent convection. *Chaos* 7(1), pp. 107.

Blasco, B., 1995. *Estudio experimental de la capa de mezcla axilsimétrica aplicado a inestabilidades térmicas*. Tesis Doctoral. Universidad Complutense de Madrid.

Bonin, P. and Rieutord, M., 1996. On the internal dynamics of turbulent plumes in the context of stellar convection. *Astron. and Astrophys.*, 310, pp 221-227.

Brookfield Lab, 1990. *More Solutions to Sticky Problems*. AR-89.

Caulfield, C., 2000. Turbulent plumes in the environment: the crucial importance of source conditions. *Special Physical Mathematics Seminar*.

Chandrasekhar, S., 1981. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Dover Publications, INC. New York.

Cole, R. L. And Tankin, R. S., 1973. Experimental study of Taylor instability. *Phys. Fluids*, 16, pp. 1810-1815.

Dalziel S. B., 1994. *Digimage, Image Processing for Fluid Dynamics*.

Dillon, T. M., 1982. Vertical overturns: a comparison of Thorpe and Ozmidov length scales. *J. of Geophysical Research*, 87, C12, pp. 9601-9613.

Emmons, H. W., Chang, C. T. and Watson, B. C., 1959. Taylor instability of finite surface waves. *J. Fluid Mechanics*, 7, pp. 12.

Faber, T. E., 1995. *Fluid dynamics for physicists*. Cambridge University Press.

Fernando Harindra, J. S., 1991. Turbulent mixing in stratified fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23, pp. 455-493.

García Muñoz, F., Bango Álvarez, V., Mancebo Piqueras, J. A. and Rodríguez Antón, L. M., 1996. *Apuntes de Mecánica de Fluidos*. Servicio de Publicaciones de la Escuela Universitaria de Ingeniería Técnica Industrial. U. P. M.

Itsweire, E. C., 1984. Measurements of vertical overturns in a stably stratified turbulent flow. *Phys. Fluids* 27 (4), pp. 764-766.

Lewis, D. J., 1950. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. II. *Proc. Roy. Soc. A*, 202, pp. 81-96.

- Linden, P. F., 1979. Mixing in stratified fluids. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, 13, pp. 3-23.
- Linden, P. F., 1980. Mixing across a density interface produced by grid turbulence. *J. Fluid Mech*, 100, pp. 691-703.
- Linden, P. F., Redondo, J. M. and Caulfield, C. P., 1992. *Advances in Compressible Turbulent Mixing*. Edited by W.P. Dannevik, A.C. Buckingham and C.E. Leith, Princenton University, pp. 95-104.
- Linden, P. F. And Simpson, J. E., 1986. Gravity-driven flows in a turbulent fluid. *J. Fluid Mech.*, 172, pp. 481-497.
- Linden, P. F. and Redondo, J. M., 1991. Molecular mixing in Rayleigh-Taylor instability. Part I: Global mixing. *Phys. Fluids A3* (5), pp. 1269-1277.
- Linden, P. F., Redondo, J. M. and Youngs, D. L., 1994. Molecular mixing in Rayleigh-Taylor instability. *J. Fluid Mech.* 265, pp. 97-124.
- List, E. J., 1982. Turbulent jets and plumes. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 14, pp. 189-212.
- Maqueda, G., 1987. *Análisis y evolución de los parámetros turbulentos en la capa límite superficial atmosférica en base a datos de una torre meteorológica*. Tesis Doctoral, Facultad de Ciencias Físicas. Universidad Complutense de Madrid.
- Morán Samaniego, F., 1984. *Apuntes de termodinámica de la atmósfera*. Instituto Nacional de Meteorología, Madrid.
- Morton, B. R., 1959. Forced plumes. *J. Fluid Mech.*, 5, pp. 151-163.

Morton, B. R. and Turner, J. S., 1956. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. Roy. Soc. A*, 234, pp. 1-23.

Morton, B. R., Taylor, G. and Turner, J. S. Turbulent gravitational convection. *Proc. Roy. Soc. A*, 234, pp. 1-23.

Popil, R. and Curzon, F. L., 1979. Production of reproducible Rayleigh-Taylor instabilities. *Rev. Sci. Instrum.* 50(10), pp. 1291-1295.

Ratafia, M., 1973. Experimental investigation of Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Fluids* 16(8), pp. 1207-1210.

Read, K. I., 1984. Experimental investigation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability. *Physica* 12D, pp. 45-58.

Redondo, J. M., 1987. *Difusión turbulenta en fluidos estratificados*. Tesis Doctoral, Universidad de Barcelona.

Redondo, J. M., 1988. Difusión turbulenta por rejilla oscilante. *Rev. De Geofísica*, 44, pp. 163-174.

Redondo, J. M., 1990. *The structure of density interfaces*. PhD. Thesis, University of Cambridge.

Rieutord, M. and Zahn, J. P., 1995. Turbulent plumes in stellar convective envelopes. *Astron. and Astrophys.*, 296, pp 127.

Schlichting, H., 1972. *Teoría de la capa límite, 4ª edición*. Ediciones Urmo, Bilbao.

Sharp, D. H., 1984. An overview of Rayleigh-Taylor instability. *Physica* 12D, 3.

- Simpson, J. E., 1982. Gravity currents in the laboratory, atmosphere and ocean. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 14, pp. 213-234.
- Smarr, L., Wilson, J. R., Barton, R. T. and Bowers, R. L., 1981. Rayleigh-Taylor overturn in supernova core collapse. *The Astrophysical Journal*, 246, pp. 515-525.
- Squires, G. L., 1985. *Practical Physics*. Cambridge University Press.
- Stothers, R. B., 1989. Turbulent atmospheric plumes above line sources with an application to volcanic fissure eruptions on the terrestrial planets. *J. Atmos. Sci.*, 46, pp 2662-2670.
- Streeter, V. L.; Wyle, E. B. And Bedford, K. H., 2000. *Mecánica de fluidos*, 9ª edición. McGraw-Hill.
- Stull, R.B., 1994. *An introduction to boundary layer meteorology*. Ed. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands.
- Taylor, G. I., 1950. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes.I. *Proc. Roy. Soc. A*, 201, pp. 192-196.
- Tchen, C., 1956. Stability of oscillations of superposed fluids. *Journal of Applied Physics*, 27, 7, pp. 760-768.
- Tennekes, H. And Lumley, J. L., 1972. *A first course in turbulence*. The MIT Press. Cambridge, Massachusetts and London.
- Tryggvason, G. and Unverdi S. O., 1990. Computations of three-dimensional Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Fluids A* 2(5), pp. 656-659.
- Turner, J. S., 1973. *Buoyancy effects in fluids*. Cambridge University Press.

Turner, J. S., 1986. Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *J. Fluid Mech.* 173, pp. 431-471.

White, F., 1979. *Mecánica de fluidos*, McGraw-Hill, Inc., USA.

Yagüe, C., 1992. *Estudio de la mezcla turbulenta a través de experimentos de laboratorio y datos micrometeorológicos*, Tesis Doctoral, Facultad de Ciencias Físicas, UCM.

Yagüe, C. and Cano, J. L., 1994. The influence of stratification on heat and momentum turbulent transfer in Antarctica. *Bound. Layer Meteor.*, 69, pp 123-136.

Yagüe, C. y Redondo, J. M., 1990. Mezcla convectiva a través de una interfase de densidad. *Rev. de Geofísica*, 46, pp 145-158.

Yin-Ching Lo and Schatzman, E., 1997, Dynamical model of convection in stellar cores. *Astron. and Astrophys.*, 322, pp 545-553.

Youngs, D. L., 1984. Numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability. *Physica* 12(D), pp. 32-44.

Youngs, D. L., 1989. Modelling turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability. *Physica D*, 37, pp. 270-287.

Youngs, D. L., 1991. Three-dimensional numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Fluids A* 3 (5), pp. 1312-1320.

Zeman, O. and Lumley, J. L. Modeling buoyancy driven mixed layers. *Journal of Atmospheric Sciences*, 33, pp. 1974-1988.

